[illegible] S.
A. N°
D'ordre :
1077

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS XI
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

Docteur ès Sciences Physiques

par

Charles SOL

Sujet : "ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INTERACTION ELASTIQUE ELECTRON-ATOME AUX TRES BASSES ENERGIES DANS L'HELIUM, LE NEON, L'ARGON ET LE XENON".

Soutenue le 25 Octobre 1972 devant la commision d'Examen

MM.	P.GRIVET	Président
	J.L.DELCROIX	Examinateurs
	L.GOLDSTEIN	
	G.BEKEFI	
	J.F.DELPECH	

T H E S E

présentée

A L'UNIVERSITE DE PARIS XI
CENTRE D'ORSAY

pour obtenir le grade de

Docteur ès Sciences Physiques

par

Charles SOL

Sujet : "ETUDE EXPERIMENTALE DE L'INTERACTION ELASTIQUE ELECTRON-ATOME AUX TRES BASSES ENERGIES DANS L'HELIUM, LE NEON, L'ARGON ET LE XENON".

Soutenue le 25 Octobre 1972 devant la commision d'Examen

MM.	P.GRIVET	Président
	J.L.DELCROIX	Examinateurs
	L.GOLDSTEIN	
	G.BEKEFI	
	J.F.DELPECH	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

J'exprime ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur P.Grivet qui a bien voulu m'accueillir dans son Laboratoire et qui m'a donné les moyens matériels de réaliser ce travail.

Monsieur le Professeur L.Goldstein m'a suggéré ce sujet de recherche; il a bien voulu s'intéresser à mon travail. Je le remercie profondément pour la gentillesse avec laquelle il a mis sa très grande compétence à mon service, m'apportant par ses remarques et ses conseils un concours précieux.

Monsieur J.F.Delpech qui dirige le groupe d'Electronique dans les gaz, n'a jamais cessé de m'aider et de me conseiller. Il a constamment suivi de près toutes les étapes de ce travail, contribuant ainsi très largement par son aide efficace, compétente et amicale à son aboutissement. Cette thèse n'aurait pu être ainsi réalisée sans lui; qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance.

Je remercie également J.Boulmer et J.C.Gauthier de leur collaboration amicale et constante. Leur dévouement m'a permis de progresser dans ce travail et de le mener à bien. Je n'oublie pas non plus C.Vauge avec qui j'ai eu des échanges fructueux tout au long de ce travail.

Mes remerciements vont aussi à toute l'équipe du groupe d'Electronique dans les Gaz et en particulier à F.Devos; j'ai grandement apprécié l'aide de J.P.Puissant dont la compétence technique a contribué à la réalisation d'une partie des appareils.

Je suis reconnaissant à ma femme et à ma famille de leur aide matérielle et morale qu'ils m'ont apporté tout au long de ce travail.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - INTERACTION ELECTRON-NEUTRE A FAIBLE ENERGIE ET COEFFICIENTS DE TRANSPORT DANS LES GAZ RARES IONISES.

1.1-Section efficace totale et section efficace pour le transfert des quantités de mouvement 5

1.2-Etude théorique de la section efficace électron-neutre aux faibles énergies 7

1.2.1-Expressions de σ_T et σ_M. 7

1.2.2-Propriétés générales des déphasages η_l 8

1.2.3-Formules pratiques à basse énergie 10

1.2.4-Théorie modifiée de la portée effective 11

1.3-Propriétés microscopiques et macroscopiques des plasmas étudiés. 12

1.3.1-Equation de Boltzmann;conditions d'applications 14

1.3.2-Expression des termes de collision 16

1.3.3-Effet des collisions électroniques sur la fonction de distribution électronique 17

1.3.4-Maintien d'une distribution maxwellienne pendant le chauffage hyperfréquence 19

1.3.5-Equation d'évolution de la température électronique 20

1.4-Etude des coefficients de transport utilisés pour déterminer σ_M. 21

1.4.1-Mobilité haute-fréquence 21

1.4.2-Diffusion d'électrons à travers un gaz. Application d'un champ électrique continu 22

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41552727_0017

CHAPITREII-LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL 23

II.1- Le tube à décharge et les éléments associés 23
II.1.1 - Système à vide 24
II.1.2 - Le système de purification des gaz 24
II.1.3 - La mesure de pression 25
II.1.4 - Dispositif cryogénique 26
II.1.5 - Création du plasma 27
II.2- Le montage hyperfréquence 28
II.3- Instrumentation électronique 29

CHAPITRE III -Théorie de l'expérience 30

III.1- Généralités 30
III.2- Interaction onde-plasma en l'absence de chauffage hyperfréquence 32
III.2.1 - Fréquence de collision effective 32
III.2.2 - Evaluation du champ électrique dans un guide d'onde contenant un tube de verre 33
III.2.3 - Calcul de la formule théorique donnant la constante de propagation 36
III.2.4 -Calcul de γ en tenant compte de la déformation du champ électrique par le tubede verre dans le plasma 37
III.2.5 - Relation entre la permittivité du plasma et l'atténuation $\Delta\alpha$ et le déphasage $\Delta\beta$ 41
III.2.6 - Relation pratique entre l'atténuation mesurée,la densité électronique et la fréquence de collision effective 43
III.3- Elévation de la température électronique par chauffage hyperfréquence 45
III.3.1- Elevation de T_e en fonction de la puissance de chauffage. 45
III.3.2 - Etude du régime transitoire 48
III.3.3 _ Variation de la densité electronique en fonction du chauffage. 48
III.3.4 - Mesure de la température électronique 49

CHAPITRE IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1 - Hélium 52

IV.1.1 - Etude despost-décharges 53

IV.1.2 - Variation de ν_{eff} en fonction de T_e 55

IV.1.3 - Evolution de T_e déduite des mesures de ν_{eff} 56

IV.2 - Néon 57

IV.2.1 - Etude des post-décharges 58

IV.2.2 - Variation de ν_{eff} en fonction de T_e 59

IV.3 - Argon

IV.3.1 - Etude de la post-décharge 61

IV.3.2 - Evolution de ν_{eff} en fonction de T_e 62

IV.4 -Xénon 64

IV.5 -Erreurs expérimentales 65

CHAPITRE V - SECTIONS EFFICACES POUR LE TRANSFERT DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT DANS LES GAZ RARES ET DISCUSSION 68

V.1 - Calcul de σ_M à partir de ν_{eff} 68

V.1.1 - Utilisation de la transformation de Laplace 69

V.1.2 - Plan de calcul 70

V.1.3 - Approximation polynomiale de ν_{eff}. Calcul de $\sigma(u)$ 70

V.1.4 - Processus d'itération 71

V.1.5 - Sensibilité de la méthode 72

V.2 - Hélium

V.2.1 - Présentation de nos résultats 72

V.2.2 - Comparaison avec les σ_M expérimentaux 73

V.2.3 - Comparaison avee les σ_M théoriques 74

V.2.4 - Longueur de diffusion 76

V.3 - Néon 78

V.3.1 - Présentation de nos résultats 78

V.3.2 - Comparaison avec les autres valeurs expérimentales de σ_M 78

V.3.3 - Comparaison avec les sections efficaces théoriques 79

V.4- Argon et xénon. 80

V.4.1 - Présentation de nos résultats. 80

V.4.2 - Comparaison avec les sections efficaces expérimentales 81

V.4.3 - Analyse des sections efficaces à basse énergie. 82

V.4.4 - Longueur de diffusion 83

CONCLUSION 84

BIBLIOGRAPHIE 87

ANNEXE I 90

ANNEXE II 93

ANNEXE III 95

ANNEXE IV 97

I N T R O D U C T I O N

GENERALITES

L'étude théorique et expérimentale de l'interaction élastique entre électrons et atomes a joué un rôle essentiel dans le développement de nos connaissances actuelles en mécanique quantique.L'un des premiers succès de la théorie quantique a été l'explication semi-quantitavive, par Holtsmark en 1929, du minimum de section efficace constaté par Ramsauer aux basses énergies pour les collisions élastiques entre des électrons et des atomes de certains gaz rares lourds (argon, krypton et xénon).Depuis, en tenant compte de façon plus détaillée de la structure atomique, la théorie a substantiellement progressé; les sections efficaces ont été calculées directement à partir des lois de la mécanique quantique et des interactions coulombiennes entre électrons. Enfin, la théorie modifiée de la portée effective appelée souvent MERT (acronyme de modified effective range theory) permet de prévoir la forme analytique des sections efficaces d'interaction électron-atome pour de très faibles énergies.

Plusieurs groupes d'expérimentateurs ont cherché à améliorer la précision des mesures et à étendre le domaine d'énergie qui caractérisait les expériences historiques de Ramsauer et de Townsend.De 1921 à 1930 Ramsauer a analysé la transmission d'un faisceau d'électrons monocinétiques se déplaçant dans un gaz sous très faible pression sous l'influence d'un champ électrique et magnétique. Cette méthode a notamment été reprise et perfectionnée pour l'analyse à faible énergie par Golden en 1965.Malgré ses grandes qualités, celle-ci souffre d'un certain nombre de limitations qui ne permettent guère de l'utiliser avec précision en dessous de 0,5 eV.

La technique de Townsend , au contraire , reposait sur l'analyse de la diffusion d'un " essaim " d'électrons dans un gaz sous pression suffisante pour que le libre parcours moyen soit faible devant la distance à parcourir. Elle permet la mesure de coefficients de transport électronique fonction de la section efficace pour le transfert des quantités de mouvement Cette technique ,mieux adaptée aux travaux . faible énergie , a été reprise depuis I960 par plusieurs groupes et notamment par celui de Phelps aux Etats Unis et celui de Crompton en Australie . Elle leur a permis d'étendre les études au domaine des basses énergies .Il parait toutefois difficile de réaliser des mesures dans l'hélium ou le néon pour des températures de gaz inférieures à 77°K.

A la suite des travaux de Margenau , de Brown et de Goldstein , on sait qu'il est également possible de mesurer les sections efficaces par une méthode microonde , notamment dans un plasma de post-décharge . Néanmoins , là aussi on bute sur de nombreuses difficultés qui n'ont été qu'en partie résolues par Hoffmann et Skarsgard en 1969 .

De l'analyse des travaux que nous venons de citer , il ressortait que l'accord entre l'expérience et la théorie était satisfaisant dans les gaz rares aux énergies supérieures à 1 eV . Par contre, une indétermination subsistait sur la position du minimum Ramsauer dans les gaz où il existe ; et d'une manière générale aux énergies inférieures à 0,01 eV , les prévisions des diverses théories étaient en net désaccord et aucun résultat expérimental ne permettait de trancher de façon satisfaisante .

PRESENTATION DE NOS TRAVAUX .

C'est pour combler cette lacune que nous avons entrepris ce travail de recherche. Nous avons appliqué à des plasmas cryogéniques créés dans les gaz rares étudiés , la technique microonde initialement mise au point par Mr le Professeur Goldstein : nous mesurons la permittivité microonde d'un plasma de post-décharge dont nous perturbons sélectivement la température électronique par une onde hyperfréquence de moyenne puissance . Nous nous plaçons dans des conditions expérimentales assurant une fonction de distribution électronique maxwellienne , et telles , que les collisions électrons-ions restent négligeables devant les collisions électrons-neutres.Nous avons très

largement étendu le domaine expérimental en créant des plasmas d'hélium à 4,2°K et de néon à 28°K. Nous avons mesuré la permittivité en fonction de la température électronique de 10 à 600°K dans l'hélium , de 30 à 6000°K dans le néon , de 300 à 4500°K dans l'argon et de 300 à 11000°K dans le xénon.

Notre système expérimental (Chapitre II) doit répondre à un certain nombre de spécifications, parfois contradictoires , ce qui en explique la complexité ; il est étuvable à 670°K et peut être refroidi à 4,2°K . La densité électronique et la fréquence de collision effective sont mesurées à l'aide d'un interféromètre fonctionnant à 8,87 GHz et spécialement conçu pour permettre des déterminations indépendantes de l'atténuation et du déphasage. La température électronique est mesurée directement à l'aide d'un radiomètre fonctionnant dans le même domaine de fréquence.

Nous avons repris les calculs classiques des constantes de propagation hyperfréquence et nous les avons substantiellement améliorés en tenant compte des perturbations introduites par le tube de verre qui confine le plasma. Nous calculons le champ effectif au sein du plasma et nous montrons qu'il est sensiblement inférieur au champ non perturbé habituellement utilisé pour l'élévation de température électronique.(Chapitre III).

Les mesures de permittivité microonde s'expriment en termes de fréquence de collision effective ν_{eff} associée à la fonction de distribution électronique maxwellienne.L'ensemble des résultats issus de l'étude directe du plasma -ν_{eff} , T_e - est présenté au chapitre IV .

Afin de bien préciser le rôle des interactions coulombiennes, nous avons mesuré la fréquence de collision électrons-ions en fonction de la densité électronique et de sa distribution radiale à 300°K. Nos résultats sont en excellent accord avec les prévisions théoriques utilisant l'équation de Boltzmann-Fokker-Planck , ce qui est une confirmation du bon fonctionnement de l'ensemble de notre dispositif expérimental .

Nous avons ensuite inversé la transformation intégrale qui relie la fréquence de collision à la section efficace de transfert des quantités de mouvement σ_M(il s'agit d'une transformation de Laplace dans notre cas particulier où nous maintenons une fonction de distribution maxwellienne). (Chapitre V) .

Nos résultats qui sont en excellent accord avec les valeurs expérimentales couramment admises dans leur domaine commun de validité , les prolongent sur une gamme parfois très importante : des énergies 10 fois plus faibles dans l'hélium et 100 fois plus faibles dans le néon.C'est la condensation des gaz étudiés qui nous limite vers les plus basses énergies . Nous montrons comment l'étude effectuée dans le néon entre 4.10^{-4} et 1 eV permet de conclure qu'il n'y a pas de minimum de section efficace électron-néon. Dans le cas de l'argon et du xénon , nos mesures confirment la position en énergie couramment admise pour le minimum Ramsauer sur la section efficace pour le transfert de la quantité de mouvement. Cependant ,nous discutons plus en détail la précision sur les valeurs du minimum de la section efficace comparées à celles obtenues par le groupe de Phelps.

Nous avons comparé toutes les fois que c'était possible la section efficace totale donnée par des méthodes directes et la section efficace pour le transfert des quantités de mouvement déterminée par des méthodes indirectes . Nous avons souvent utilisé,pour cela , la théorie modifiée de la portée effective dont nos résultats expérimentaux confirment la validité pour les très faibles énergies .

C H A P I T R E I

INTERACTION ELECTRON-NEUTRE A FAIBLE ENERGIE ET COEFFICIENTS DE TRANSPORT DANS LES GAZ RARES IONISES.

Nous définissons dans ce chapitre les grandeurs caractérisant les interactions électron-neutre .Nous donnons les expressions théoriques des sections efficaces de diffusion par des électrons lents et l'explication théorique de l'effet Ramsauer dans l'argon, le xénon et le krypton .

Nous montrons ensuite comment les sections efficaces dont la mesure directe est impossible au-dessous de quelques dixièmes d'électron-volt peuvent être reliées aux coefficients de transport électronique dans un gaz ionisé. Ces coefficients de transport sont définis à partir des fréquences de collision des électrons avec les atomes et de la fonction de distribution électronique . Pour cela nous rappelons le comportement de particules chargées dans un gaz faiblement ionisé en présence de champ électrique continu ou alternatif et sans champ magnétique . Nous donnons la solution de l'équation de Boltzmann limitée à des perturbations du premier ordre. Les termes de collision sont linéarisés , les collisions électroniques sont supposées binaires.

I.1- Section efficace totale et section efficace pour le transfert de la quantité de mouvement .

Nous envisageons ici des interactions élastiques entre atomes de masse M et électrons de masse m (m << M).On a conservation du moment cinétique et de l'énergie interne de chaque particule.

On peut représenter autour de l'atome supposé immobile une spère d'interaction de rayon b_{Max} à l'extérieur de laquelle les forces

entre les deux particules sont faibles .(fig.I.1)

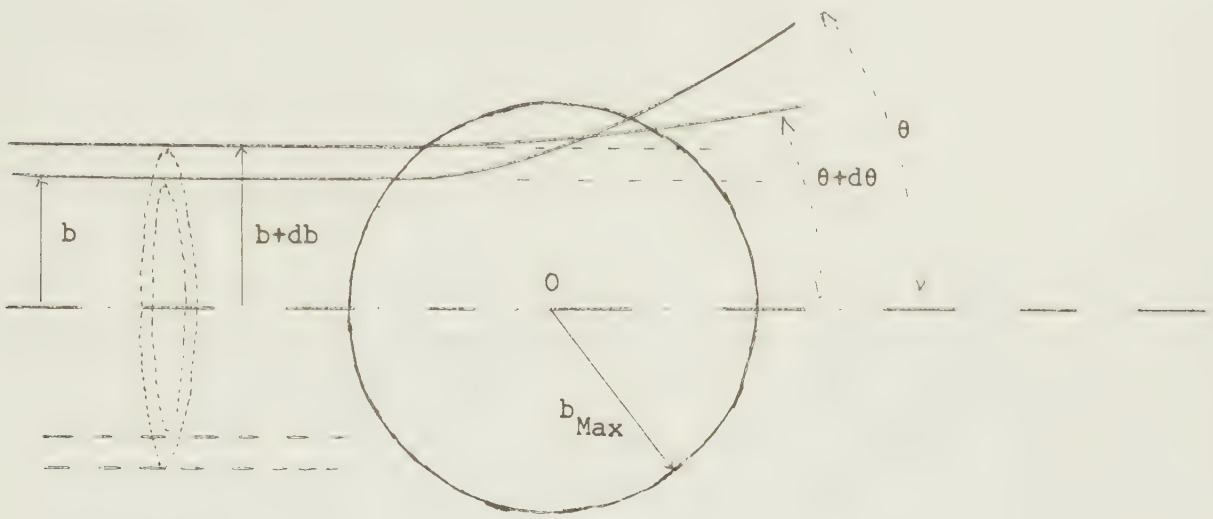


Fig.I.1 (Géométrie d'une collision électron-atome)

Menons du centre de l'atome une perpendiculaire à la direction initiale de la trajectoire de l'électron et soit b la longueur de cette perpendiculaire ; b est appelé paramètre d'impact .Les électrons ayant une vitesse v et un paramètre d'impact compris entre b et b + db sont déviés d'un angle compris entre θ et θ + dθ . On définit la section efficace différentielle.

$$\sigma_D (\theta, b, v,) = 2\pi b \frac{db}{d\theta}$$

Si d'une manière plus générale $\sigma_D (\Omega , v)$ est la section efficace différentielle pour une déviation dans l'angle solide (Ω, dΩ) on définit la section efficace totale

$$\sigma_T (v) = \sigma_D (v,\Omega)\, d\Omega$$

La fraction d'énergie perdue par un électron lors d'une collision entrainant une déviation d'angle θ de la trajectoire est $\frac{2m}{M}(1-\cos\theta)$.L'énergie moyenne perdue par collision pour l'ensemble des électrons ayant une vitesse v est alors

$$\frac{2m}{M}\langle 1 -\cos\theta\rangle = \frac{(1 - \cos\theta)\, \sigma_D(v,\theta,\phi)\, \sin\theta d\theta d\phi}{\sigma_D(v,\theta,\phi)\, \sin\theta d\theta d\phi} = \frac{\sigma_M(v)}{\sigma_T(v)}$$

$\sigma_M(v)$ est la section efficace de collision électron-neutre pour le transfert de la quantité de mouvement .

A chaque sectionefficace on associe une fréquence de collision définie par

$$\nu_i = N\sigma_i v$$

où N est la concentration d'atomes par unité de volume .

Nous ne considérerons par la suite que les fréquences de collision associées aux sections efficaces pour le transfert de la quantité de mouvement car notre méthode expérimentale nous conduit à mesurer des grandeurs associées au transfert de la quantité de mouvement .Si nous considérons donc la fréquence de collision ν_{en} , on déduit des définitions précédentes que les électrons perdent en moyenne par seconde les fractions $\frac{2m}{M}\nu_{en}$ de leur énergie .

Il est utile de préciser ici que les définitions précédentes n'ont de sens que dans le cas où les collisions sont binaires et qu'entre chaque collision l'électron se meut librement .

1.2-Etude théorique de la section efficace électron-neutre aux faibles énergies.

1.2.1 - Expressions de σ_T et σ_M

Aux énergies inférieures à quelques eV la longueur d'onde de de Broglie $\hbar/mv$ associée à l'électron incident est comparable aux dimensions de l'atome qui sont de l'ordre de grandeur du rayon de Bohr $a_o = \hbar^2/(me^2)$. Le potentiel d'interaction varie sensiblement sur de telles distances et seul le traitement quantique de la diffusion par un champ de force central est utilisable.

La théorie précise de la diffusion par un potentiel central est rappelée en Annexe I. Elle aboutit aux expressions de σ_T et de σ_M décomposées en ondes partielles:

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\sin^2\eta_l \qquad (I,1)$$

$$\sigma_M = \frac{4\pi}{k^2}\sum_{l=0}^{\infty}(2l+1)\sin^2(\eta_l-\eta_{l+1}) \qquad (I,2)$$

où η_l représente le déphasage de chaque onde partielle , $k^2 = \frac{2mu}{\hbar^2}$ où u est l'énergie cinétique de la particule incidente .

1.2.2 - Prppriétés générales des déphasages η_l

Dans une théorie classique, la déviation produite par le potentiel diffusant U(b) correspondant au paramètre d'impact b devient notable si $U(b) \gtrsim u$ où $u = \frac{I}{2} mv^2$ est l'énergie cinétique .

Pour passer au cas quantique, on remarque que le paramètre d'impact b s'exprime en fraction du moment angulaire J de la particule incidente ;puisque par définition J=mvb . La contribution d'ordre l ,$\sin^2\eta_l$ sera donc notable si

$$U(b=J/mv) \gtrsim u$$

Le moment angulaire est quantifié et s'écrit $J = \hbar\sqrt{l(l+1)}$ .La condition devient donc

$$U(r_o) \gtrsim u \text{ avec } r_o = \frac{1}{k}\sqrt{l(l+1)} \qquad (I\text{-}3)$$

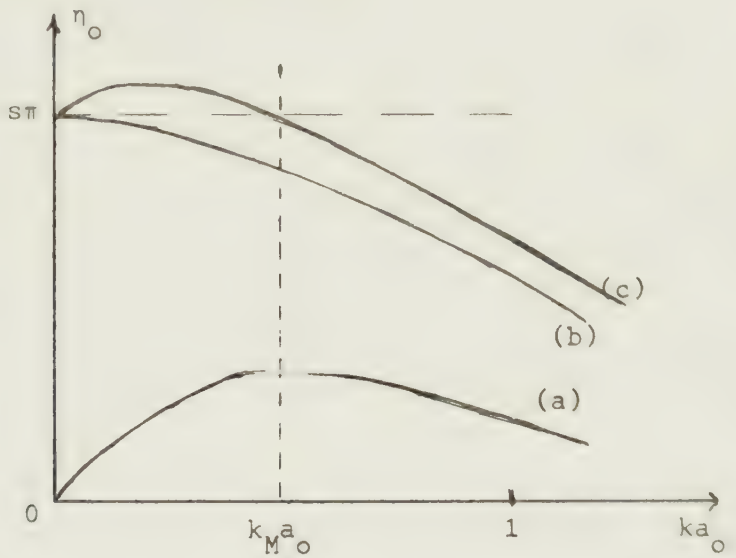
Cette condition entraîne un certain nombre de conséquences si U(r) décroit suffisamment rapidement (plus vite que I/r^2) ; on voit qu'elle est d'autant plus difficile à satisfaire que u (et donc $k = mv/\hbar$) est plus grand : à énergie cinétique donnée , les déphasages aux l suffisamment grands sont faibles ;d'autre part , plus l'énergie cinétique est grande, plus le nombre de déphasages qu'il faut prendre en compte est grand .

Quand le potentiel diffuseur est suffisamment important pour satisfaire la condition approximative (I.3) pour l'ordre l , il perturbe F_l (Eq.6,annexe I) de façon suffisante pour introduire des zéros additionnels par rapport à f_l (Eq.4 , annexe I) ;on convient alors de définir η_l (qui n'a de sens que modulo π) de façon qu'il tende vers un multiple entier s de π pour k = 0,où s est le nombre de zéros supplémentaires que le champ introduit dans la fonction d'onde pour une particule de vitesse nulle . Dans la limite des collisions très rapides , la phase ainsi définie tend bien vers 0 puisque la relation (I.3) montre que la pénétration effective est d'autant plus faible que l est plus grand ; cela entraine aussi que le déphasage η_l décroit quand l croit,à potentiel et à énergie cinétique donnés.

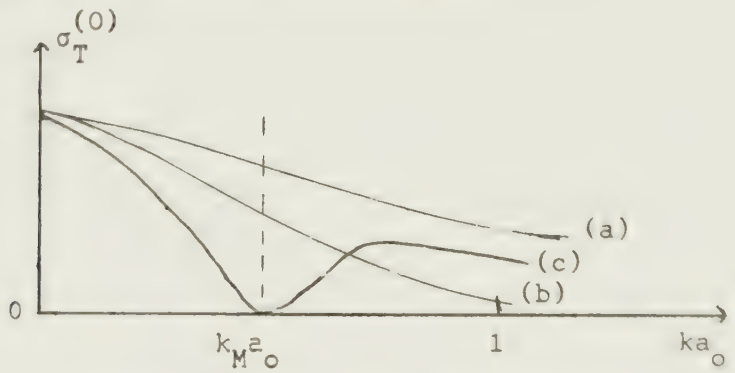
La section efficace totale (expression 1,1) peut encore s'écrire

$$\sigma_T = \sum_{l} \sigma_T^{(l)} \qquad \text{avec} \quad \sigma_T^{(l)} = \frac{4\pi}{k^2}(2l+1)\sin^2\eta_l$$

Le déphasage η_0 peut notamment avoir les allures suivantes en fonction de k



Il en résulte les allures suivantes pour $\sigma_T^{(0)}$



Le cas (a) correspond à un champ suffisamment faible pour que le déphasage n'atteigne jamais π. La limite $k=0$ est en général finie car η_0 tend vers 0 (mod.π) comme k ,alors que $\eta_{l=0}$ tend en général vers 0 (mod.π) plus vite que k;il en résulte qu'à l'énergie nulle $\sigma_T = \frac{4\pi}{k^2}\sin^2\eta_o = \sigma_T(0)$ finie.

Les cas (b)et (c) correspondent à un champ suffisamment fort pour introduire $s\pi$ déphasages supplémentaires ; dans le cas (b) , η_o est uniforme et σ^oa la même allure qu'en (a).Par contre dans le cas (c) ,η_o repasse par la valeur $s\pi$ pour $k=k_M$ et $\sigma^{(0)}$s'annule .Si les $\sigma^{(l\neq 0)}$ sont suffisamment faibles, la section efficace totale $\sigma_T$passe par un minimum pour $k \sim k_M$: cette théorie

permet d'expliquer les minima de section efficace observés par Ramsauer dans l'argon ,le krypton et le xénon.

Holtsmark (1929) a calculé des déphasages pour des gaz rares en utilisant le champ atomique de Hartree complété par un potentiel en $\alpha e^2/2r^4$ à grande distance , où α est la polarisabilité de l'atome .Ce potentiel supplémentaire décrit la déformation des orbites électroniques de l'atome sous l'effet du champ électrique de l'électron incident . Ses calculs sont en accord satisfaisant avec les mesures de Ramsauer .En voici qualitativement les principaux résultats :

pour l'hélium et le néon ,η_0 se comporte comme (b) avec s=1 et 2 respectivement ; η_1 se comporte comme (a) pour l'hélium et comme (b) avec s=1 pour le néon ; tous les autres déphasages se comportent comme (a) pour ces deux gaz.La théorie ne prévoit donc pas d'effet Ramsauer .

pour l'argon , le krypton et le xénon , η_0 se comporte comme (c) avec respectivement s=3,4 et 5 ; la théorie prévoit un effet Ramsauer .

Ces calculs ont récemment été repris de façon plus précise par d'autres auteurs , mais les modifications ainsi apportées sont très faibles. Nous y reviendrons dans le dernier chapitre .

1.2.3-Formules pratiques à basse énergie .

Aux faibles énergies , les déphasages η_l sont petits (mod.π)et les formules (I 1 et 2) se réduisent à

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k^2}\sum_0^\infty (2l+1)\ \eta_l^2 \qquad (I,4)$$

$$\sigma_M = \frac{4\pi}{k^2}\sum_0^\infty (l+1)(\eta_l - \eta_{l+1})^2 \qquad (I,5)$$

soit en négligeant tous les $\eta_{l>2}$

$$\frac{k^2}{4\pi}\sigma_T \simeq \eta_0^2 + 3\eta_1^2 + 5\eta_2^2 \qquad (I,6)$$

$$\frac{k^2}{4\pi}\sigma_M \simeq \frac{k^2}{4\pi}\sigma_T - 2\eta_1(\eta_0 + 2\eta_2) \qquad (I,7)$$

D'autre part, rappelons que $\langle 1-\cos\theta\rangle = \sigma_M/\sigma_T$. La diffusion est isotrope si $\langle 1-\cos\theta\rangle = 1$. En utilisant les égalités (I,6 et 7), on écrit:

$$\langle 1-\cos\theta\rangle = 1 - \frac{2\eta_1(\eta_0+2\eta_2)}{\eta_0^2+3\eta_1^2+5\eta_2^2} \qquad (I,8)$$

où les η sont pris modulo π, de façon à être voisins de 0 .

1.2.4- Théorie modifiée de la portée effective (MERT ;acronyme de Modified Effective Range Theory) d'après O'Malley (1963).

La théorie simplifiée de Holtsmark permet de prévoir de façon semi-quantitative le comportement de σ_{eo}. Les premières expériences faites par des méthodes directes donnent σ_T . Les expériences indirectes donnent σ_M . La comparaison de ces deux groupes de résultat serait souhaitable , mais elle n'est pas possible sans certaines hypothèses sur les déphasages.

Il existe en physique nucléaire la théorie de la portée effective qui dit que l'amplitude de diffusion dans une certaine région est complètement déterminée ,à une approximation suffisante ,par un petit nombre de paramètres. Leur détermination permet de passer de σ_T à σ_M et réciproquement en n'importe quel point de cette règion.

Il se trouve cependant que la théorie de la portée effective n'est pas applicable à la diffusion électron-neutre en raison du terme de polarisation en $1/r^4$ qui ne décroit pas assez vite quand r tend vers l'infini .(O'Malley, I961).Il a été heureusement possible de modifier la théorie de la portée effective de façon à l'appliquer à la diffusion d'une particule chargée par un atome neutre polarisable ; c'est la Modified Effective Range Theory (O'Malley 1962)

Les déphasages donnés par la MERT s'écrivent

$$\operatorname{tg} \eta_0 = - Ak - \frac{\pi}{3a_o} k^2\alpha - \frac{4}{3a_o} \alpha A k^3 \operatorname{Log}(ka_o) + O(k^3) \qquad (I,9)$$

$$\operatorname{tg} \eta_1 = \frac{\pi}{15a_o} \alpha k^2 - A_1 k^3 + O(k^4) \qquad (I,10)$$

$$\operatorname{tg} \eta_l = \frac{\pi\alpha k^2}{(2l+3)(2l+1)(2l-1)a_o} + O(k^4) \qquad \forall\, l>1 \qquad (I,11)$$

où a_o est le rayon de Bohr ($a_o = 0{,}529.10^{-10}$m) et α est la polarisabilité de l'atome. $O(k^n)$ signifie que les termes d'ordre k^n ont été négligés; k est le nombre d'onde associé à l'électron incident. Aux faibles énergies, les tangentes peuvent être remplacées par les arcs (en radian), car ils sont tous proches de $s\pi$. Substituant ces formules dans les expressions donnant σ_T et σ_M il vient pour k petit :

$$\sigma_T = 4\pi\{A^2 + \frac{2\pi}{3a_o}\alpha Ak + \frac{8}{3a_o}\alpha A^2k^2 \text{ Log}(ka_o) + B(k^2)..\} \qquad (I,12)$$

$$\sigma_M = 4\pi\{A^2 + \frac{4\pi}{5a_o}\alpha Ak + \frac{8}{3a_o}\alpha A^2k^2 \text{Log}(ka_o) + B'(k^2)..\} \qquad (I;13)$$

Les paramètres A,BetB' sont calculables, mais on préfere les considérer comme des paramètres à ajuster expérimentalement. A est appelé longueur de diffusion. Il y a effet Ramsauer si A est négatif. On note que $\sigma_T = \sigma_M$ si k = 0 (énergie nulle).Par contre, au voisinage du minimum, $\sigma_T \neq \sigma_M$; de plus, dans cette description, les minimums n'ont pas lieu à la même énergie.

Tout ce qui précède n'est vrai que si le terme en k^2 de (I,9) est petit. Nous prendrons comme condition d'application de la MERT:

$$\frac{\pi}{3a_o}\alpha k^2 < 10^{-1} \qquad (I,14)$$

On sait que la polarisabilité peut se mettre sous la forme $\alpha = \alpha' a_o^3$. Numériquement, si u est l'énergie de la particule incidente, on a $ka_o = (\frac{u}{13,6})^{0,5}$. On en déduit le tableau suivant des énergies maximums compatibles avec les résultats de la MERT que nous venons de citer. Nous avons pris pour α' les valeurs couramment admises.

Gaz	He	Ne	Ar	Kr	Xe
α	1,36	2,65	11,0	16,6	27,0
u_{Max}(eV)	1,1	0,54	0,14	0,09	0,055

1.3-Propriétés microscopiques et macroscopiques des plasmas étudiés

La détermination des sections efficaces que nous avons réalisée est basée sur l'étude des plasmas collisionnels transitoires.L'intérêt de tels plasmas est que les électrons ont très rapidement une distribution maxwellienne et relaxent vers la température du gaz neutre en des temps courts devant la durée d'extinction du plasma.Les collisions entre les différents composants électrons, ions, atomes neutres sont essentiellement élastiques dans les gaz rares à des énergies inférieures à 1 eV .Les taux d'ionisation sont faibles : inférieurs à 10^{-6} lors de l'étude expérimentale. Il y aura ,en général, prédominance des interactions électron-neutre par rapport aux interactions électron-ion et électron-électron.

La température du gaz des neutres est comprise entre 4°K,2 et 300°K selon le gaz étudié.Compte tenu des densités électroniques $10^6 < n_e < 10^{12} cm^{-3}$ lors de l'étude de la post décharge ,les phénomènes d'interaction entre chaque type de particules peuvent être assez différents.En particulier pour caractériser les interactions électron-ion et électron-électron ,nous utilisons la longueur de Debye qui est donnée par l'expression

$$\lambda_D = \left[\frac{\varepsilon_o k T_e}{n_e e^2}\right]^{0,5} = 6,9\sqrt{\frac{T_e(°K)}{n_e(cm^{-3})}}$$

où ε_o est la permittivité du vide , k la constante de Boltzmann.Cette longueur définit la distance au-dessus de laquelle l'interaction coulombienne entre deux charges devient négligeable à cause de l'effet d'écran des autres particules .Un plasma peut être étudié à partir de théories cinétiques classiques si le nombre d'électrons N_D dans la sphère associée à la longueur de Debye est suffisamment grand . Le tableau ci-dessous donne les valeurs de λ_D et de N_D pour les plasmas que nous étudions .

N_D cm^{-3} \ λ_D cm		n_e cm^{-3} x 10^9			
		0,1	1	10	100
T_e °K	20°K		10^{-3} / 4	$3,1.10^{-4}$ / 1,5	
	300°K	$1,7.10^{-2}$ / 700	$3,8.10^{-3}$ / 230	$1,2.10^{-3}$ / 70	$3,8.10^{-4}$ / 23
	5000°K	$4,9.10^{-2}$ / 50000	$1,7.10^{-2}$ / 7000	$4,9.10^{-4}$ / 5000	$1,2.10^{-3}$ / 700

Sauf dans le cas de très faibles températures ,nous resterons toujours dans le domaine des plasmas cinétiques classiques . Pour les plasmas cryogéniques que nous étudions ,les effets collectifs deviennent plus importants, cependant on peut encore considérer que nous avons un gaz d'électron c'est-à-dire que les densités électroniques sont insuffisantes pour que les interactions entre particules deviennent plus fortes que l'énergie thermique ($N_D > 1$) .

Dans la plupart des cas, les interactions sont binaires. Leur étude est réalisée en présence d'une perturbation électrique extérieure qui peut être un champ électrique continu (étude des vitesses de dérive et mobilité continue des coefficients de diffusion) ou un champ électrique haute fréquence (étude de la mobilité haute fréquence).Nous étudions l'effet d'un champ électrique haute fréquence; les ions et les neutres ne sont pas directement affectés par cette perturbation et nous pouvons supposer par la suite qu'ils ont respectivement une distribution maxwellienne à la même température.

Si en général,les gaz rares sont à l'état neutre sous forme atomique,l'existence de molécules a été prédite théoriquement pour de faibles températures (D.Haar I956). Nous ne connaissons aucune confirmation expérimentale de la présence de telles molécules ; en outre,les mesures de permittivité que nous réalisons ne sont pas modifiées par leur présence.

Aux énergies considérées ,et pour les gaz rares , les collisions électron-neutre sont élastiques.Cependant l'étude des collisions électron-ion peut être plus compliquée puisqu'à des densités atomiques suffisamment élevées(p$\rangle$3 à 5 Torrs suivant les cas à T_g=300°K et à plus forte raison pour des températures inférieures) les ions sont presque exclusivement à l'état moléculaire .Des phénomènes vibrationnels et rotationnels pourront intervenir dans l'étude des relaxations énergétiques .

1.3.1-Equation de Boltzmann- Conditions d'application.

Pour déterminer les coefficients de transport dans un plasma,nous devons connaitre la fonction de distribution électronique f(x,v,t) en fonction de la position x , de la vitesse v et du temps t . Cette distribution est déterminée par l'équation de Boltzmann.Nous ne rappelons ici que les points essentiels pour notre travail. Les conditions expérimentales suivantes sont satisfaites :

- Les perturbations extérieures sont uniquement dues à des champs électriques microondes ,
- L'amplitude des oscillations électroniques dues au champ microonde est très petite devant les dimensions de l'enceinte ,
- Le libre parcours moyen électronique est très petit devant les dimensions de l'enceinte .

L'équation de Boltzmann s'écrit :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}\cdot\vec{\nabla}_x f + \frac{e\vec{E}}{m}\cdot\vec{\nabla}_v f = \sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ej} \qquad (I,15)$$

Dans le premier membre, le terme $\vec{v}\cdot\vec{\nabla}_x f$ tient compte du gradient de densité électronique et le terme $\frac{e\vec{E}}{m}\cdot\vec{\nabla}_v f$ qui inclut les forces électriques appliquées et le champ de charge d'espace lors du régime de diffusion ambipolaire.

Le second membre se compose des termes de collision qui traduisent les interactions entre particules.

Le terme de collision s'écrit $\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ee} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ei}$ lorsqu'on étudie les gaz complètement ionisés (théorie de Spitzer I953). Dans le cas d'un gaz faiblement ionisé, on traite séparément l'étude des collisions électron-neutre mais formellement on ajoute ce terme pour donner dans le cas d'un gaz où les trois interactions sont présentes simultanément , l'expression suivante :

$$\sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ej} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{en} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ei} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ee}$$

Les ions et les neutres peuvent être supposés immobiles par rapport aux électrons et la masse de ceux-ci est très faible devant celle des ions et des neutres .Les anisotropies dues aux forces extérieures appliquées ou à des gradients de densité sont toujours très faibles. On peut donc développer la fonction de distribution électronique f(v) en harmoniques sphériques en se limitant aux anisotropies du ler ordre

$$f = f_o + \frac{\vec{v}\cdot\vec{f}_1}{v}$$

Pour étudier le comportement du plasma lors de l'application d'un champ hyperfréquence à la pulsation ω on développe chaque terme de la fonction de distribution en série de Fourier .

Le calcul détaillé aboutit à un système d'équation E_n^m où n est le degré d'anisotropie et m l'harmonique de fréquence $m\omega$ .Compte tenu de nos conditions expérimentales,seules les trois premières équations de ce type ont une importance pour nous:

E_o^o terme continu associé à la partie isotrope de la fonction de distribution :

$$\frac{\partial f_o}{\partial t} + \frac{v}{3} \cdot \vec{\nabla} \vec{f}_1 + \frac{e}{3mv^2} \cdot \frac{\partial}{\partial v} (v^2 \vec{E} \cdot \vec{f}_1(\omega) = \left[\Sigma \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ej} \right]_o^{\omega=0} \quad (I,16,a)$$

E_1^o terme continu anisotrope

$$\frac{\partial \vec{f}_1}{\partial t} + v.\vec{\nabla} f_o = \left[\Sigma \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right) \right]_1^{\omega} \quad (I,16,b)$$

E_1^1 terme anisotrope fluctuant à la pulsation

$$\frac{\partial \vec{f}_1(\omega)}{\partial t} + j\omega \vec{f}_1(\omega) + e\frac{E}{m} \frac{\partial f_o}{\partial t} = \left[\sum_j \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{ej} \right]_1^{\omega} \quad (I,16,c)$$

1.3.2-Expression des termes de collision

Pour pouvoir préciser ultérieurement les coefficients de transport, il est nécessaire d'expliciter ici les termes de collision. On peut montrer que les termes isotrope et anisotrope continu s'écrivent respectivement :

$$\left[\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{en}\right]_0 = \frac{m}{M} \cdot \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial}{\partial v} \left[v^3 \nu_{en} \left(f_o + \frac{kT_o}{mv} \cdot \frac{\partial f_o}{\partial v} \right) \right] \quad (I,17,a)$$

$$\left[\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{en}\right]_1 = -Nv \vec{f}_1 \int (1-\cos\theta)\, \sigma(v,\theta)\, d\Omega = -\nu_{en} \vec{f}_1 \quad (I,17,b)$$

où on rappelle que ν_{en} est la fréquence de collision pour le transfert de la quantité de mouvement.

Les termes de collision électron-ion peuvent se mettre sous une forme analogue aux équations (1,17) en remplaçant ν_{en} par la fréquence de collision électron-ion ν_{ei}. Pour ν_{ei} ,nous prendrons l'expression de Shkarofsky (1953) :

$$\nu_{ei} = 4\pi \left(\frac{e^2}{4\pi\varepsilon_o m}\right)^2 \cdot \frac{1}{v^3} \mathrm{Log}\Lambda \quad (I,18)$$

où $\mathrm{Log}\Lambda$ est le logarithme coulombien .

On peut facilement relier Λ au nombre d'électrons dans la sphère de Debye N_D

$$\Lambda = \frac{9\pi}{4} N_D$$

Compte tenu de la remarque précédente, on peut regrouper les termes de collisionsélectron-ion et électron-neutre dans les équations (I,17) en introduisant une fréquence de collision totale pour le transfert de la quantité de mouvement ν :

$$\nu = \nu_{en} + \nu_{ei}$$

Le terme de collision électron-électron est beaucoup plus difficile à traiter et ne rentre pas dans le cas des simplifications précédentes. On peut cependant faire les remarques suivantes : les collisions électron-électron ne modifiant pas l'énergie électronique moyenne , elles ont simplement pour effet , en l'absence d'autres causes , de rendre la distribution électronique isotrope et maxwellienne. Donc dans l'hypothèse où la distribution électronique est maxwellienne , condition qu'on cherchera toujours à réaliser expérimentalement , le terme de collision électron-électron est nul .

La fréquence de collision électron-électron ν_{ee} apparait alors comme une constante de temps de maxwellianisation .

En première approximation , on peut prendre la fréquence de collision électron-électron ν_{ee} égale à ν_{ei} .

1.3.3- Effet des collisions électroniques sur la fonction de distribution électronique .

On vient de voir que la fonction de distribution électronique est maxwellienne au cours de la post-décharge , à condition que les interactions électron-électron soient suffisamment importantes et en l'absence de toute perturbation.

En réalité cette distribution est un cas idéal pour un plasma infini.Nous devons ici tenir compte du champ de charge d'espace associé à la diffusion ambipolaire qui favorise la disparition des électrons les plus énergétiques (Biondi I954). Enfin, il existe un transfert d'énergie non réciproque du aux collisions entre atomes excités à durée de vie plus ou moins longue avec les électrons .Cependant les écarts à une distribution sont toujours très faibles comme l'ont montré expérimentalement dans des conditions

analogues aux nôtres Hoffmann(1969) et Ingraham (1965). En faisant varier les paramètres de la décharge nous avons abouti aux mêmes conclusions.

Si maintenant , on soumet le plasma à un certain nombre de perturbations extérieures : impulsions de création du plasma , variation de l'énergie électronique sous l'effet d'un champ microonde impulsionnel , les problèmes importants vis-à-vis de la fonction de distribution électronique sont les suivants :

a) En régime permanent avec champ électrique microonde, quelle est la fonction de distribution électronique ?

b) Lors de l'application d'une perturbation qui crée une anisotropie électronique , en combien de temps relaxe la partie anisotrope de la fonction de distribution ?

c) Quel est le temps de relaxation de la partie isotrope de la fonction de distribution, c'est-à-dire lorsqu'on cherche à faire varier l'énergie électronique moyenne, en combien de temps atteint-on un nouvel état d'équilibre ?

Si on reprend successivement ces différents points , on peut faire les remarques suivantes :

a) L'étude de la fonction de distribution en vitesse des électrons en présence d'un champ électrique de pulsation ω a été faite en détail par Margenau (1946). Elle donne le résultat suivant lorsque les collisions élastiques sont prédominantes :

$$f(v) = K \exp\left[- \int_0^v \frac{v.dv}{\frac{kT_g}{m} + \frac{M}{3m}\left(\frac{eE}{m}\right)^2 . \frac{1}{\nu^2+\omega^2}} \right] \qquad (I,19)$$

expression dans laquelle K est une constante définie par la normalisation $\int_o^\infty 4\pi v^2 f(v)dv = n_e$. T_g est la température du gaz de neutre . E représente la valeur du champ si celui-ci est continu ($\omega = 0$) et la valeur efficace du champ si celui-ci est alternatif . ν est la fréquence de collision totale de la quantité de mouvement .

b) La partie anisotrope de la fonction de distribution évolue sous l'action des collisions e-e ,e-n et e-i qui transforment une vitesse dirigéé en vitesse aléatoire . En première approximation, la fréquence de relaxation des anisotropies est donnée par la quantité $\nu_{en} = \nu_{ei}$.

c) L'évolution de l'énergie électronique est due aux collisions e-n et e-i et est fonction du rapport des masses électroniques et atomiques. La constante de temps τ caractérisant cette évolution peut être assez compliquée si on tient compte des interactions des électrons avec tous les types de particules composant le plasma : neutres dans l'état atomique ou moléculaire, atomes excités , ions atomiques ou moléculaires. Les interactions électron-neutre étant dominantes , nous prendrons $\tau = \left[\frac{2m}{M}\nu_{en}\right]^{-1}$

On a déjà remarqué que l'évolution de la redistribution de l'énergie au sein du gaz d'électron , en d'autres termes , la constante de temps de maxwellianisation est $\tau_{ee} = (\nu_{ee})^{-1}$

Si la relaxation des anisotropies est toujours très rapide , par contre l'évolution de la partie isotrope et la maxwellianisation de la fonction de distribution devront être examinées pour chaque gaz et entraîneront des conditions expérimentales à satisfaire .

1.3.4 -Maintien d'une distribution maxwellienne pendant le chauffage hyperfréquence.

Lorsqu'on soumet un plasma à un champ électrique hyperfréquence, l'énergie électronique moyenne est modifiée en même temps que la fonction de distribution. Margenau (I953) a montré que la distribution reste maxwellienne avec les conditions suivantes : faibles échauffements ($\Delta T_e < T_g$) pas de collisions élastiques et $\nu^2 \ll \omega^2$. En réalité en choisissant nos conditions expérimentales nous pouvons maintenir une distribution électronique pratiquement maxwellienne pour des échauffements bien supérieurs . Nous avons vu au paragraphe précédent que sous l'effet des collisions électron-neutre, la constante de temps d'évolution de l'énergie est τ_{en}. On conçoit donc que si la constante de temps d'équipartition de l'énergie au sein du gaz d'électron τ_{ee} est beaucoup plus courte que τ_{en} , on maintiendra une fonction de distribution maxwellienne. On peut donc définir à tout instant une température électronique $T_e = T_g + \Delta T_e$

Ces hypothèses sont expérimentalement confirmées par le très bon accord entre les mesures de température réalisées par radiométrie et déduites des mesures de fréquence de collision .

1.3.5 -Equation d'évolution de la température électronique.

L'équation s'écrit .

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2}n_e kT_e\right) = -\vec{\nabla}.\vec{H} + \vec{j}.\vec{E} - \frac{3}{2}n_e k\,\frac{(T_e-T_g)}{\tau_{en}} + \frac{3}{2}\,n_e k\,\frac{KP}{\tau_{en}} \qquad (I,20)$$

$\vec{H}$ est le flux de chaleur électronique; $\vec{j}.\vec{E}$ est le terme de chauffage par effet Joule des électrons soumis au champ électrique de la diffusion ambipolaire. P est la puissance microonde appliquée et K est une constante dépendant du gaz et des conditions de propagation. Cette constante est calculée en détail au chapitre III. τ_{en} est la constante de temps d'évolution de l'énergie électronique, moyenne de τ sur une fonction de distribution maxwellienne

En régime permanent, l'équation I,20 peut s'écrire (Bhattacharya 1972) :

$$\frac{1}{\tau_D}\left(E_{dif} - \frac{3}{2}kT_e\right) = \frac{3}{2}k\,\frac{KP}{\tau_{en}} - \frac{3}{2}\,k\,\frac{(T_e-T_g)}{\tau_{en}} \qquad (I,21)$$

E_{dif} est l'énergie électronique moyenne perdue sur les parois. Elle dépend essentiellement du potentiel de paroi (Gordiets 1967). τ_D est la constante de temps de diffusion électronique vers les parois:

$$\tau_D = \frac{\Lambda^2}{\left(1 + \frac{Te}{T_g}\right) D_+}$$

où Λ est la longueur de diffusion caractéristique du plasma et D_+ le coefficient de diffusion des ions.

L'examen de l'équation I,21 entraîne les remarques suivantes:
si $\tau_{en}/\tau_D < 1$, on trouve la dépendance linéaire entre l'échauffement électronique et la puissance microonde : $T_e = T_g + KP$.
si $\tau_{en}/\tau_D > 1$, on trouve le phénomène dit de refroidissement par diffusion. L'augmentation de température est plus faible que prévue.

Précisons la valeur de ce rapport:

$$\frac{\tau_{en}}{\tau_D} = \frac{M}{2m}.\ \frac{D_i\,(T_e+T_g)}{\Lambda^2 \nu_{en}(T_e).T_i.p^2}$$

où ν_{en} est la fréquence de collision électron-neutre normalisée à 1 Torr.

L'effet de refroidissement par diffusion sera d'autant plus important que la pression et la fréquence de collision sont faibles (néon; argon et xénon au voisinage du minimum Ramsauer). Dans l'annexe III, nous présentons nos résultats concernant cet effet.

1.4 - Etude des coefficients de transport utilisés pour déterminer σ_M

L'application d'un champ électrique dans un gaz comprenant des électrons obtenus, soit par diffusion d'électrons dans ce gaz (méthode d'essaim électronique) , soit par création d'un plasma transitoire (méthodes microondes) ,peut fournir des informations très précises sur les sections efficaces de collision électron-atome pour le transfert de la quantité de mouvement. Nous allons rappeler les coefficients de transport obtenus par l'une ou l'autre méthode en précisant leur relation avec $\nu(u)$, nous insisterons tout naturellement sur le coefficient de transport attaché à la méthode microonde utilisée ici.

1.4.1- Mobilité haute-fréquence.

La mobilité électronique associée à l'application d'un champ électrique HF de pulsation ω est un phénomène anisotrope.La fonction de distribution électronique correspondante vérifie l'équation (I,16,c).

On sait que par définition $\mu_{HF} = \frac{\langle v \rangle}{E}$

On a $$\langle \vec{v} \rangle = \frac{4\pi}{3n_e} \int_0^\infty v^3 \vec{f}_1 \, dv.$$

où f_1 représente l'anisotropie au 1er ordre dans la fonction de distribution électronique. L'étude étant faite en régime permanent, l'équation (I,16,c) s'écrit:

$$\vec{f}_1 = -e \frac{\vec{E}}{m} \cdot \frac{1}{\nu + j\omega} \cdot \frac{\partial f_o}{\partial v}$$

où f_o a pour expression l'équation I,15.

En combinant les trois équations précédentes il vient:

$$\mu_{HF} = -\frac{4\pi}{3} \cdot \frac{e}{n_e m} \int_0^\infty \frac{v}{\nu + j\omega} \cdot \frac{\partial f_o}{\delta v} v^2 \, dv$$

en intégrant par partie, on obtient:

$$\int_0^\infty \frac{v^3}{\nu + j\omega} \cdot \frac{\partial f_o}{\partial v} \cdot dv = \left[\frac{v^3}{\nu + j\omega} f_o \right]_0^\infty - \int_0^\infty f_o \, d\left(\frac{v^3}{\nu + j\omega}\right)$$

Le terme entre crochet est nul puisque $f_o(0) = f_o(\infty) = 0$.

L'expression de la mobilité devient:

$$\mu_{HF} = \frac{4\pi}{3}\frac{e}{n_e m}\int_0^{\infty} f_o \frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{v^3}{\nu + j\omega}\right) dv. \qquad (I,22)$$

On peut déduire de ce coefficient de transport deux quantités associées. D'une part l'expression de la conductivité électronique par la relation de définition: $\sigma_{HF} = \bar{n}_e e \mu_{HF}$ où $\bar{n}_e$ est la moyenne de la densité électronique sur une section droite du tube à décharge. D'autre part la permittivité électronique HF du plasma:

$$\varepsilon = 1 + j\frac{\sigma}{\omega\varepsilon_o} = 1 + \frac{4\pi}{3}\frac{e^2}{\varepsilon_o m}\cdot\frac{1}{j\omega}\int_0^{\infty} f_o \frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{v^3}{\nu + j\omega}\right) dv. \qquad (I,23)$$

1.4.2-Diffusion d'électrons à travers un gaz. Application d'un champ électrique continu.

On laisse diffuser une bouffée d'électrons dans un gaz à la pression p et à la température T_g. Les densités électroniques sont suffisamment basses pour que les collisions interélectroniques soient négligeables. On soumet ces électrons à un champ électrique continu E. Les valeurs de E et p sont telles que les électrons subissent des collisions multiples avec les atomes; ils ont le temps d'atteindre une certaine distribution d'énergie qui ne dépend que de l'énergie moyenne du gaz et de la quantité E/N où N est le nombre d'atomes par unité de volume. Les mesures des coefficients de transport sont réalisées pour une fonction de distribution électronique donnée en première approximation par l'équation I,19 avec $\omega = 0$.

Les coefficients de transport mesurés dans ces conditions ont été étudiés en détail par Allis (1956), Huxley (1960), Pack (1961) et Engelhardt (1963). Mentionnons les plus importants lors de l'étude des phénomènes de collision:

_la mobilité électronique continue μ donnée par l'équation I,22 pour $\omega = 0$.

_le coefficient d'énergie caractéristique rapport entre le coefficient de diffusion et la mobilité électronique. Il s'écrit:

$$\varepsilon_K = -\frac{m}{e}\frac{\int_0^{\infty} 4\pi\, v^2 \frac{v}{\nu} f(v)\, dv}{\int_0^{\infty} 4\pi\, v^2 \frac{v}{\nu}\frac{\partial f}{\partial v}\, dv}$$

C H A P I T R E II

LE DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Nous décrivons dans ce chapitre le tube à décharge et les éléments associés , le montage hyperfréquence et le système de diagnostic. Ce dispositif expérimental est destiné à étudier , par des techniques microondes divers coefficients de transport dans les plasmas de post décharge à des températures comprises entre 4°K et 300°K . Ce système,très complexe, n'a pu être réalisé que grâce à un travail d'équipe s'étendant sur plusieurs années ; pour des descriptions plus détaillées de ces divers éléments , nous renvoyons chaque fois qu'il est nécessaire aux publications correspondantes du Groupe d'Electronique dans les gaz.

II-1 Le tube à décharge et les éléments associés.

Le tube à décharge en pyrex a un rayon extérieur R=4,75 mm. et l'épaisseur du verre est de 1 mm. Sa longueur est de 40 cm environ. Il peut être placé dans un guide d'onde standard en bande X . La forme des extrémités a été optimisée pour réaliser une adaptation aussi bonne que possible aux fréquences utilisées (Fig.II-1).

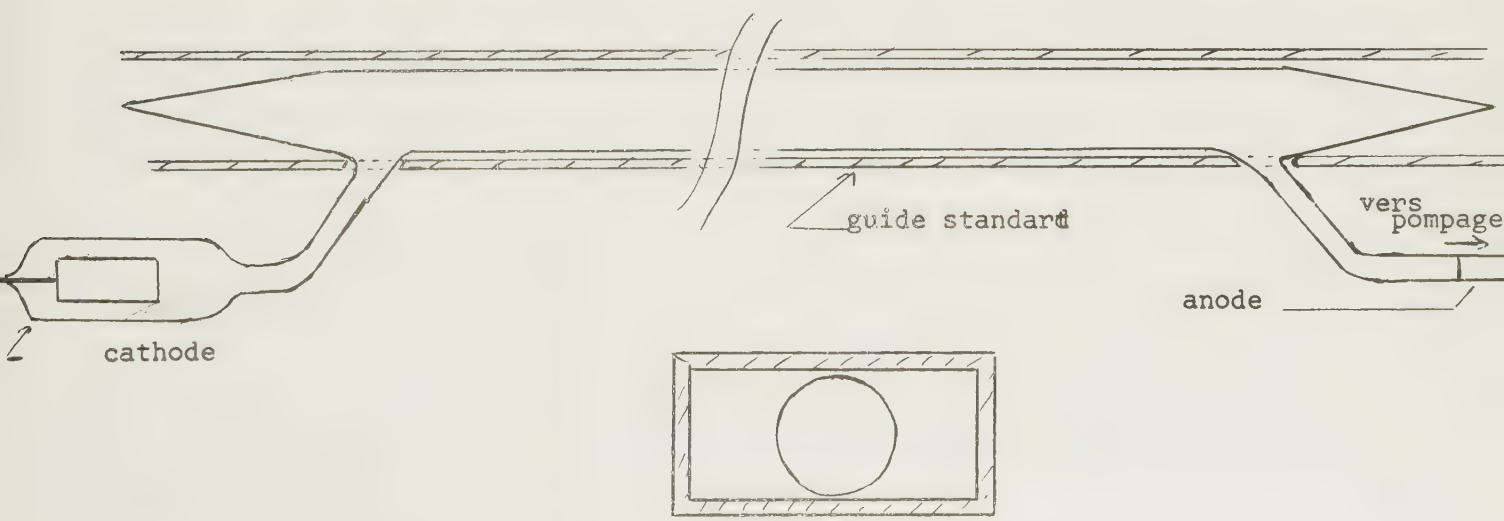


Fig II,1- Disposition du tube dans le guide d'onde.

II.1.1- Système à vide .

Il est représenté sur la figure II-2 .Il est essentiellement composé de trois parties :

- une enceinte étuvable à 180° C dans laquelle on admet le gaz rare.Celui-ci est conditionné en bouteilles métalliques par l'Air-Liquide.Sa pureté est spécifiée : N 55 pour l'hélium et l'argon , N45 pour le xénon et le krypton , N35 pour le néon (N55 = 99,9995 % - N45 = 99,995 % -N35 = 99,95%)

- un banc de pompage pour ultra-vide.Il permet d'atteindre un vide limite de 2.10^{-8}Torr et est étuvable à 200°C .

- une enceinte étuvable à 400°C comprenant le tube à décharge et un tube de cataphorèse.Cette enceinte peut être entièrement isolée par des vannes ultra-vide Granville-Philipps.

Nous étuvons à 400°C durant 24 heures . Le taux de dégazage mesuré avec une jauge à ionisation est inférieur à 10^{-12}.l.Torrs.s^{-1} .

II.1.2- Le système de purification des gaz .

La pureté des gaz est particulièrement critique lorsqu'il s'agit d'étudier le mécanisme de perte d'électrons dans la post-décharge.La présence d'impuretés peut fortement diminuer la durée de la post-décharge et limiter le domaine de mesures significatives de fréquence de collision lorsque le plasma est thermalisé.

Les principales impuretés contenues dans le gaz lorsque celui-ci est admis dans l'enceinte étuvable sont des gaz moléculaires et les gaz rares autres que celui étudié.C'est l'étuvage à 400°C qui permet ,en particulier , de chasser l'hydrogène fixé sur les parois .

Notre système de purification comprend donc une pompe Getter pour les gaz moléculaires et un tube de cataphorèse pour les gaz rares.

-Pompe Getter. Elle est réalisée par la Société SAES.Le matériau actif est du Zirconium.Les gaz moléculaires et , plus particulièrement H_2 et H_2O sont adsorbés .Lors des étuvages , on réactive automatiquement la surface du Getter.

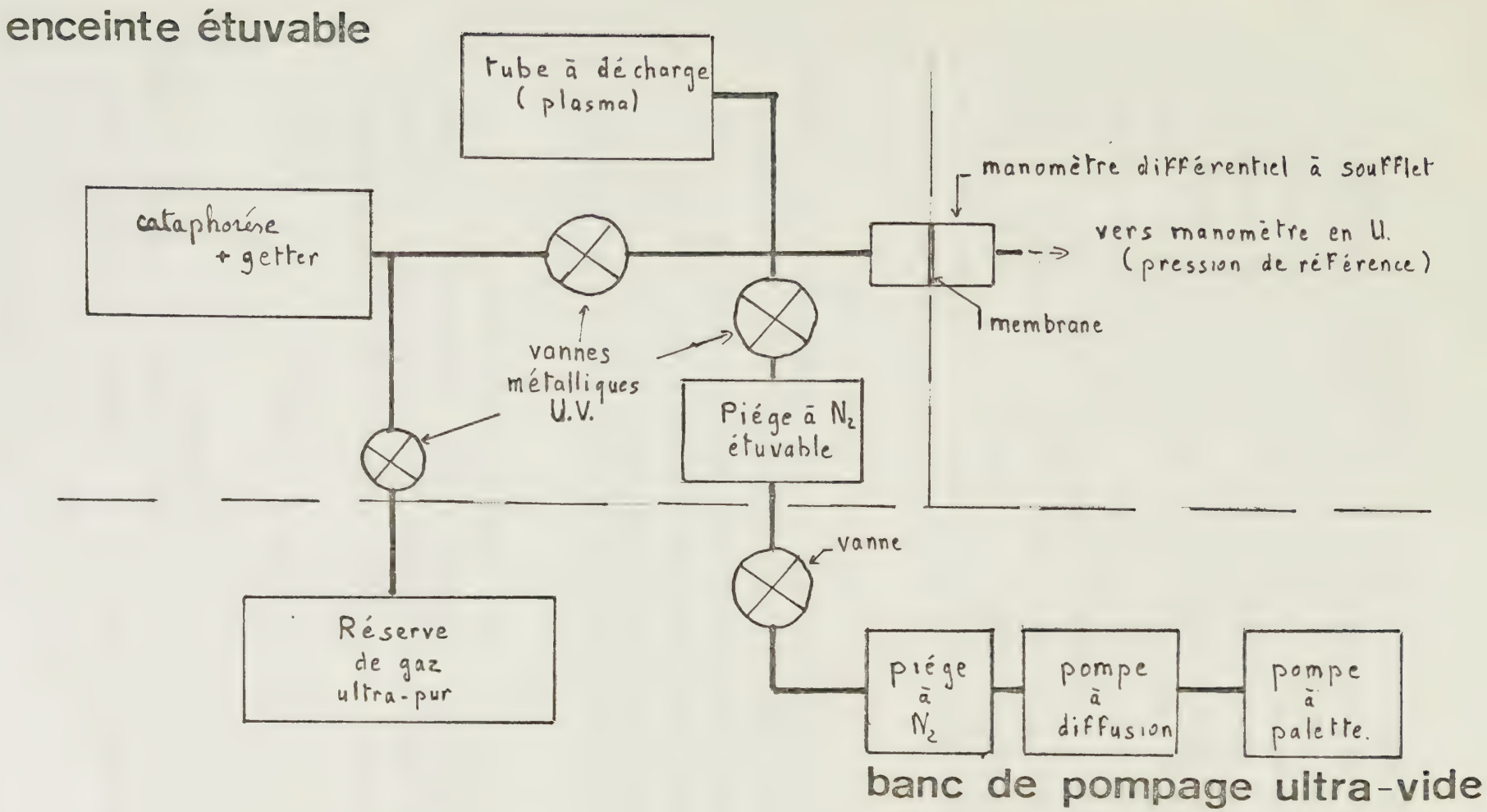


Fig.II 2 Système de production du vide

-Cataphorèse Le principe de son fonctionnement est basé sur la différence des potentiels d'ionisation des constituants d'un mélange de gaz.- Riesz (1954) , Freudenthal (1967) et Shair (I968). La concentration ionique des gaz à faible taux d'ionisation augmente au fur et à mesure qu'on se rapproche de la cathode. Après recombinaison, on observe une concentration plus importante des gaz ayant cette propriété du côté de la cathode que de l'anode.Les taux d'ionisation des gaz rares décroissant lorsque la masse atomique augmente , on peut espérer séparer chaque gaz rare des autres gaz rares de masse atomique supérieure.Le mécanisme est particulièrement intéressant pour purifier l'hélium (pour lequel la principale impureté est le néon) et le néon . Pour l'argon , le krypton et le xénon, les résultats sont moins spectaculaires car il apparait des molécules complexes associant des atomes de gaz différents -Loeb (1961) .

Dans le cas de l'hélium et du néon, de nombreux auteurs ont étudié de manière systématique les conditions optimales de fonctionnement de la cataphorèse , principalement Oskam (1969) ,Gaur (1969) et Schmeltekopf (1964). En profitant de leurs conclusions et avec le concours de Delcche (CEA) nous avons utilisé un tube de 40 cm.de long et de 8 mm de diamètre entouré d'une gaine de refroidissement par eau.La décharge fonctionne en permanence à une pression d'une centaine de Torrs avec des courants compris entre 100 et 150 mA.

Comme critère de pureté ,nous avons choisi la mobilité ionique mesurée à la température ambiante à partir du coefficient de diffusion ambipolaire et comparé aux résultats habituellement admis . Nous avons aussi réalisé quelques mesures spectroscopiques dans l'hélium et le néon.

II.1.3- Mesure de pression.

Il est indispensable de connaitre la pression avec une grande précision. Dans le domaine considéré qui s'étend de 10^{-1} à 100 Torrs , les jauges pratiques et étuvables sont les jauges à thermocouple ou de Pirani.Or, d'une part ,un seul type de jauge ne couvre pas toute la gamme de pression considérée d'autre part, il est nécessaire de faire de fréquents étalonnages surtout après étuvage. Nous avons donc été amenés à concevoir le système original suivant .

Nous mesurons les déplacements d'une membrane située entre deux soufflets en inox ; cette membrane est soumise d'une part à la pression à mesurer , d'autre part à une pression connue. Ce manomètre à soufflet est entièrement étuvable. Cependant nous n'étuvons pas l'enceinte où est introduit le gaz de référence qui est de l'hélium. La pression de référence est mesurée avec un manomètre en U à dibutylphtalate très pur.

Les déplacements de la membrane sont mesurés avec un capteur Cimatran qui a une course linéaire maximum de 10 mm. Ce capteur est basé sur le principe d'un transformateur différentiel. On utilise la référence d'un détecteur synchrone comme source primaire. La mesure de la tension secondaire est réalisée avec ce détecteur ; les lectures sont faites sur un voltmètre digital. Le rapport de conversion du système est de 1,95 V/Torr. La résolution du système est de 5.10^{-3} Torr.

Pour la mesure de pression sur le manomètre en U , nous utilisons un cathétomètre qui permet d'apprécier le centième de millimètre. Compte tenu des phénomènes de viscosité , on lit les pressions avec une précision du $1/100^{e}$ de Torr.

A l'usage , ce système de mesure apparait comme très pratique car, d'une part, il permet des mesures absolues de pression par une méthode de zéro et , d'autre part, on peut lire très rapidement les variations de pression sur le voltmètre digital.

II.1.4- Dispositif cryogénique .(Vauge 1971)

Il comprend un cryostat qui permet d'atteindre la température de l'hélium liquide (4,2°K) et un système de mesure des températures .

Le cryostat (Fig.II-3) est en acier inoxydable. Il se compose classiquement de deux enceintes à double paroi : l'une extérieure (1) remplie avec 60 litres d'azote liquide, l'autre intérieure (2) contient de l'hélium liquide pour les mesures effectuées aux températures inférieures à 77°K. Le tube à décharge ,ainsi que le guide d'ondes et la descente de haute tension sont séparés du liquide réfrigérant par une paroi en acier inoxydable. Cette disposition évite que le liquide cryogénique ne pénètre dans le guide d'ondes et ne produise des variations aléatoires des constantes de propagation .

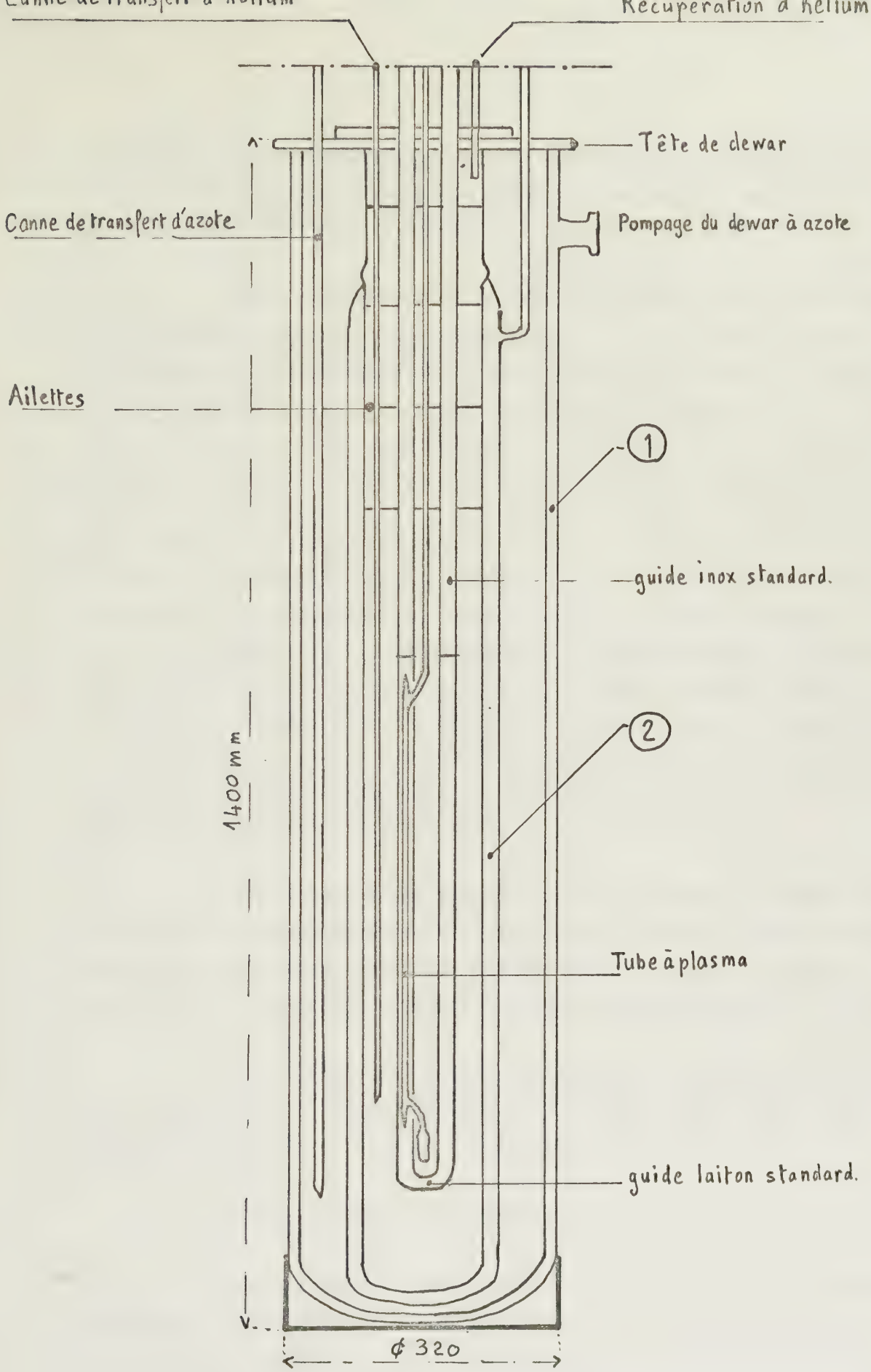


Fig.II.3 Schéma du cryostat

L'homogénéité thermique le long du tube est assurée par de la tresse de cuivre enroulée autour du tube.On réalise ainsi un gradient de température inférieur à 0,1°C sur une longueur de 40 cm.

Nous avons conçu un système qui permet d'obtenir des températures voisine de 30°K pour nos mesures dans le néon ; nous réalisons un transfert permanent d'hélium gazeux. La température d'équilibre à l'intérieur du cryostat est définie par les pertes thermiques et la vitesse de transfert. Les pertes sont celles déjà vues lors du fonctionnement à 4,2°K auxquelles il faut ajouter les pertes dans la canne de transfert dues au passage permanent d'hélium pendant la durée des expériences. La vitesse de transfert est fonction de la puissance dissipée par une résistance à l'intérieur du réservoir d'hélium; en effet la vaporisation locale d'hélium liquide due à l'effet Joule crée une surpression .Les puissances nécessaires sont de l'ordre de quelques dixièmes de watt.La stabilité de la température de l'hélium gazeux à l'intérieur du dewar est de ± 0,1°K. Cette stabilité est obtenue en asservissant la puissance dissipée à la tension d'erreur définie par l'écart entre la température désirée et la température mesurée par une résistance à couche de carbone placée contre le tube .L'homogénéité thermique reste bonne : le gradient de température est inférieur à 0,3°K sur une longueur de 40 cm.

Ce système d'une grande souplesse répondant à toutes les qualités de stabilité requises consomme évidemment plus d'hélium liquide que les dispositifs classiques comprenant une réserve de liquide cryogénique .Nous avons constaté une consommation double d'hélium liquide pour obtenir 28°K que 4,2°K

Pour la mesure des températures de l'enceinte, nous avons utilisé des résistances à fil de platine sur l'intervalle 300°K - 75°K et des résistances à couche de carbone sur l'intervalle 80°K -4,2°K .

II.1.5- Création du plasma .

Le plasma est créé par une haute tension continue pulsée.Le générateur HT peut fournir une tension de 0 à 6kV . La haute tension est modulée en impulsions de période et de durée variables. Typiquement la période varie de 1 à 30 ms et la durée de 10 à 100 microsecondes . Les temps de montée sont de 1 microseconde . Un dispositif est prévu afin de rendre nulle la tension de sortie en dehors des impulsions. Ceci permet d'éviter tout chauffage parasite des électrons durant la post-décharge.

Dans l'ensemble le courant instantané durant l'impulsion est de 0,1 à 2 Ampères .

L'énergie apportée au gaz est donc de l'ordre de quelques dixièmes de milli_Joule .Nous avons constaté que celle-ci est négligeable pour échauffer le gaz de neutre quelle que soit la température de référence.

Nous avons vérifié la stabilité d'ensemble des paramètres de création du plasma en mesurant ,par exemple , la densité électronique en un instant donné de la post-décharge.Les fluctuations observées ont toujours été inférieures à 0,5 % et ces fluctuations étaient certainement dues à la chaine de mesure .

II.2- Le montage hyperfréquence .

Il est complexe car il doit ,d'une part, être compatible avec les différents systèmes décrits plus haut (cryostat, enceinte étuvable) mais, d'autre part, il doit assurer de multiples fonctions.

La figure II,4 montre l'ensemble du montage.On peut distinguer les grands blocs suivant :

- la partie interférométrique dont l'étude est faite complètement dans la thèse 3ème Cycle de Boulmer (1969). Rappelons simplement qu'au lieu de comparer,comme le font les interféromètres classiques , deux ondes hyperfréquences , cet interféromètre compare deux ondes HF de 45 MHz.Les mesures de déphasage effectuées sur le bras parcouru par l'onde dite d'oscillation locale à l'aide d'un déphaseur étalonné, sont complètement indépendantes des mesures d'atténuation .Cette technique permet de limiter la bande passante du système et d'améliorer considérablement le rapport signal sur bruit.La fréquence de l'onde de sonde est variable.La valeur typique de fonctionnement est de 8870MHz.

- la voie suivie par l'onde de chauffage hyperfréquence qui échauffe sélectivement le gaz d'électron. La source de puissance est un magnétron fonctionnant à 9200 MHz et dont l'alimentation continue est pulsée. Il est suivi d'un système de filtre passe-bande , à bande étroite afin d'éliminer les bandes latérales susceptibles de perturber le fonctionnement du radiomètre.Le mélangeur précédant le système de mesure est protégé par un filtre coupe-bande centré sur 9200 MHz ayant une bande de réjection de 250 MHz et une réjection de 50 dB . Nous n'avons ainsi constaté aucun effet

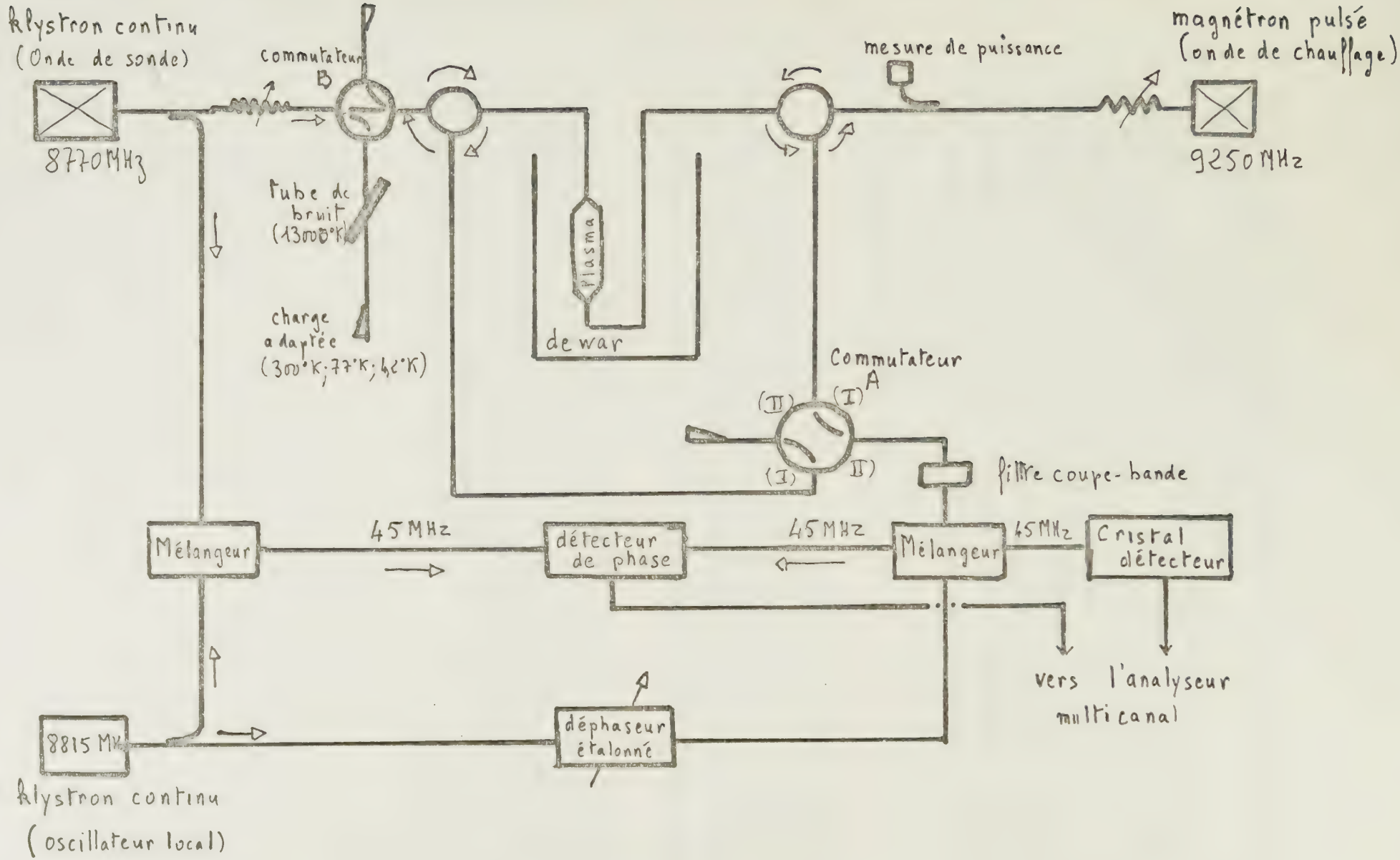


Fig.II.4 Schéma du dispositif microonde

parasite causé par le magnéton.La puissance hyperfréquence est mesurée avec une thermistance Hewlett-Packard étalonnée.

-le radiomètre destiné à la mesure de la température électronique. L'étude complète est réalisée dans la thèse 3ème cycle de J.C.Gauthier (1969) et par J.F.Delpech (1971) .Le commutateur B permet l'introduction de la source de bruit étalon ;les températures étalons sont 13000°K ,300°K, 77,7°K et 4,2°K . Lorsque le commutateur A est dans la position I , la contribution de la source de bruit est la différence entre la puissance transmise avec et sans plasma ; en position II , on mesure la différence entre la puissance réfléchie avec ou sans plasma.La bande passante est de 600 MHz autour de 8900 MHz .

II.3- Instrumentation électronique .

Elle comprend une chaine d'amplificateurs à 45 MHz pour l'interféromètre, suivie d'un mélangeur détecteur de phase pour les mesures de densité électronique et d'un cristal détecteur quadratique pour les mesures d'atténuation .Le radiomètre comprend un amplificateur de faible bruit et de 600 MHz de bande passante (Bloyet I971) suivi d'un cristal détecteur quadratique .

L'échantillonnage des signaux est réalisé par un échantillonneur multicanal ayant une résolution de 1µs, suivi d'une intégration digitale sur 512 post-décharges consécutives. Les valeurs mesurées sur chaque canal (16,32 ou 64 canaux) à la fin de chaque passage sont imprimées , dans le cas de dépouillement manuel , et peuvent l'être aussi sur bande en vue d'un traitement digital sur miniordinateur .

C H A P I T R E I I I

THEORIE DE L' EXPERIENCE

III.1 - Généralités.-

Nous avons écrit dans le ler chapitre que la relaxation de la température électronique était bien plus rapide que celle de la densité électronique dans un plasma transitoire.La figure (III-1) précise qualitativement ce point .On observe que la température électronique relaxe en quelques centaines de microsecondes après la fin de l'impulsion du plasma alors que la densité électronique est encore mesurable ($n < 10^6$ cm^{-3})plusieurs millisecondes plus tard .

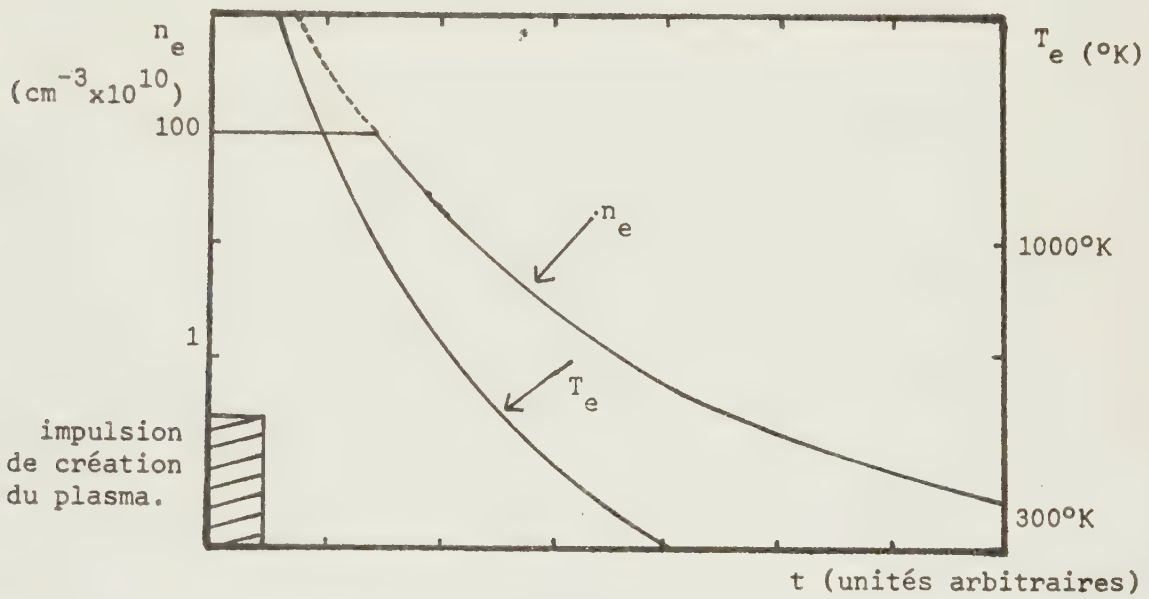


Fig.III.1- Etude qualitative de la relaxation de T_e et de n_e dans une post-décharge.Le palier horizontal représente la densité critique en bande X.

En faisant se propager une onde hyperfréquence de très faible puissance - nommée onde de sonde- on peut connaitre (§ III-2) la densité électronique et la fréquence de collision à partir de la mesure de l'atténuation et du déphasage de cette onde. Nous avons largement développé cette étude en améliorant substantiellement la représentation de l'interaction onde-plasma + tube de verre.Nous pensons que c'est à ce niveau que les erreurs ont été introduites dans la mesure absolue de la permittivité électronique par des techniques microondes en propagation guidée.En effet, on constate souvent un décalage entre les mesures en propagation guidée d'une part et les mesures en cavité hyperfréquence et de mobilité continue d'autre part.(Bederson 1971).

Compte tenu de l'aspect transitoire du phénomène, on doit utiliser des techniques d'échantillonnage pour déterminer $n(t_o)$ et $\nu(t_o)$; t_o est l'instant d'observation après la fin de l'impulsion de création du plasma. Les fenêtres d'échantillonnage varient entre 10 et 100 microsecondes suivant la valeur de la constante de temps d'évolution du phénomène étudié . La figure (III-2) montre la disposition des impulsions d'échantillonnage.Leur fréquence est double de celle des impulsions de création du plasma ce qui permet de faire des mesures différentielles d'atténuation et de déphasage éliminant les effets parasites .La fréquence de répétition est choisie de telle sorte que le plasma ait complètement disparu entre deux impulsions d'échantillonnage.Cette fréquence est fortement dépendante du type de gaz et de la température du gaz de neutre. (Par exemple on passe de 100 Hz dans l'hélium pour T_g = 300°K à 10 Hz pour T_g = 4,2°K).

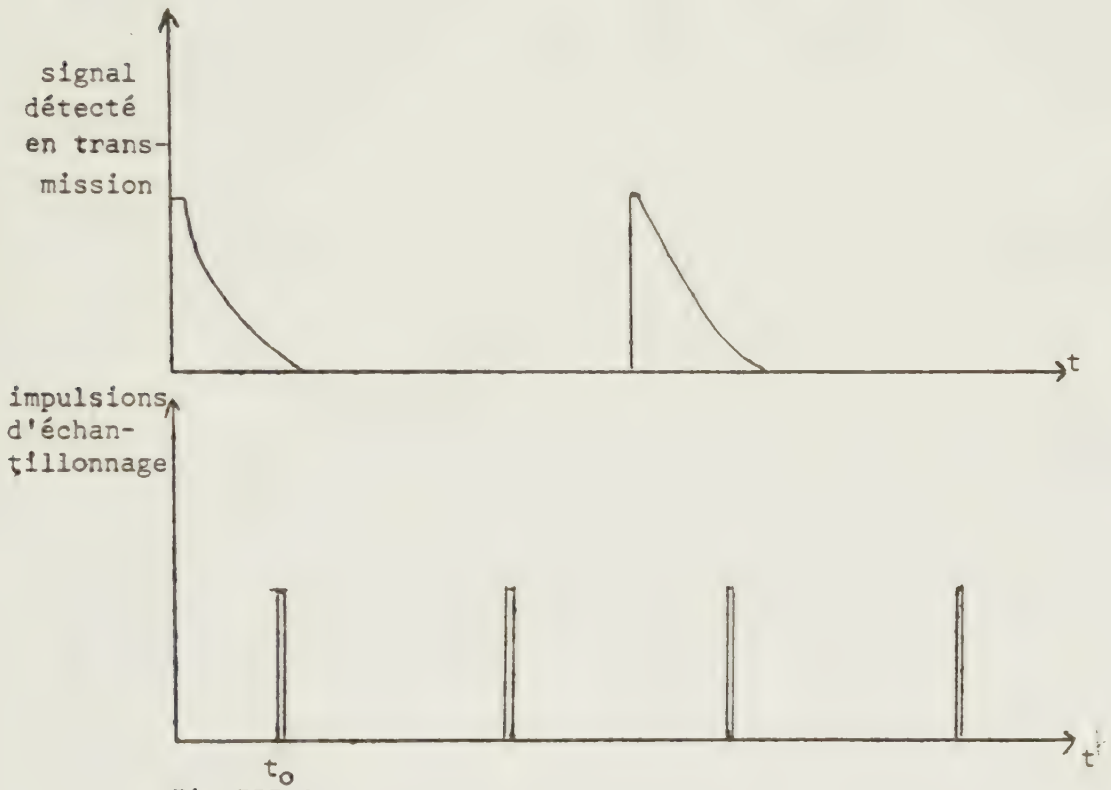


Fig.III-2

On réalise à partir d'un certain instant t' dans la post décharge des mesures de ν et de n pour une distribution électronique maxwellienne à la température T_g du gaz de neutre .La détermination de l'instant t' à partir duquel le plasma est thermalisé est réalisée par radiomètrie (§ III-3)

Nous avons donc une première série de détermination de ν pour différentes températures électroniques. Cette méthode est expérimentalement mal commode sauf pour certains points fixes de température : T_g = 300°K ; 77°K et 4,2°K.

Si maintenant on superpose à cette onde de sonde une impulsion microonde de puissance moyenne (onde de chauffage) de fréquence différente de celle de l'onde de sonde , on peut ainsi modifier la température électronique en laissant constante la température des ions et du gaz (§ III,3) (Anderson 1955).

Cette méthode est très souple ,car,si nous introduisons l'impulsion de chauffage après t' , on peut faire varier continûment la température électronique depuis la température de liquéfaction du gaz étudié (pour 1 torr environ) jusqu'aux températures électroniques pour lesquelles les collisions inélastiques apparaissent .

III.2- Interactions onde-plasma en l'absence de chauffage hyperfréquence

III.2.1- Fréquence de collision effective.

L'atténuation $\Delta\alpha$ et le déphasage $\Delta\beta$ introduits par la présence du plasma sont fonction de sa permittivité électrique dont l'expression est donnée par l'équation (I,23).Les mesures sont donc réalisées pour une certaine fonction de distribution des vitesses électroniques $f_o(v)$. Il est commode de remplacer ν et la fonction de distribution par un paramètre ν_{eff} qu'on appelle fréquence de collision effective défini par la relation :

$$\varepsilon = 1 + \frac{n_e e^2}{m\varepsilon_o} \cdot \frac{1}{j\omega} \cdot \frac{1}{\nu_{eff}+j\omega} \qquad \text{(III,1)}$$

Toutes nos mesures sont réalisées avec la condition expérimentale suivante : $\nu \ll \omega$. On a alors la simplification suivante:

$$\frac{n_e\,(\nu_{eff}-j\omega)}{\omega^2} = \frac{4\pi}{3}\int_0^\infty f_o \frac{\partial}{\partial v}\left[\frac{v^3\,(\nu-j\omega)}{\omega^2}\right] dv$$

soit:

$$\nu_{eff} = \frac{4\pi}{3}\frac{1}{n_e}\int_0^\infty f_o \frac{\partial}{\partial v}(\nu v^3)\,dv \qquad \text{(III,2)}$$

On peut, en maintenant cette hypothèse, relier directement n_e et ν aux composantes réelles et imaginaires de la constante diélectrique. A partir de l'équation (III,1)

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon'' = 1 - \frac{n_e e^2}{m\varepsilon_o \omega^2} - j\,\frac{\nu}{\omega^3}\cdot\frac{n_e e^2}{m\varepsilon_o}$$

soit: $$1 - \varepsilon' = \frac{n_e e^2}{m\varepsilon_o \omega^2} \qquad \text{et} \qquad \varepsilon'' = \frac{\nu n_e e^2}{m\varepsilon_o \omega^3}$$

D'où les deux relations fondamentales:

$$n_e = (1-\varepsilon')\cdot\frac{m\varepsilon_o \omega^2}{e^2} \qquad \text{(III,3)}$$

$$\nu_{eff} = \omega\,\frac{\varepsilon''}{1-\varepsilon'} \qquad \text{(III,4)}$$

Remarques : Lorsque la fonction de distribution électronique est maxwellienne on a:

$$\nu_{eff} = \frac{8N}{3\sqrt{\pi}}\cdot\left(\frac{m}{2kT_e}\right)^{\frac{5}{2}} \int_o^\infty \sigma_{en} v^5 \exp\left(-\frac{1}{2}\cdot\frac{mv^2}{kT_e}\right) dv. \qquad \text{(III,5)}$$

Si on suppose la section efficace constante, il vient:

$$\nu_{eff} = \frac{4}{3}\cdot N\cdot\sigma_{en}\sqrt{\frac{8kT_e}{\pi m}} \qquad \text{(III,6}$$

III.2.2- Evaluation du champ électrique dans un guide d'onde contenant un tube de verre. (Boulmer 1971)

Avant d'analyser effectivement l'interaction onde-plasma, nous allons préciser les conditions expérimentales dans lesquelles se fait cette interaction.

Le plasma est contenu dans un tube de verre placé lui-même dans un guide d'onde de section rectangulaire . (Fig. II,1 page 23). Soit γ la constante de propagation de l'onde dans la direction $\overrightarrow{Oz}$. Si on néglige la présence du tube de verre, le champ électrique a l'expression habituelle:

$$\vec{\mathcal{E}} = \vec{E}(x,y)\; e^{-\gamma z}\; e^{j\omega t}$$

$$\vec{E}(x,y) = E_i \cos\frac{\pi y}{2b}\;\vec{x}$$

On ne peut, en réalité, négliger la présence du tube de verre de permittivité ε_v. Pour évaluer cette perturbation dans le cas de tubes de

de petit diamètre, on peut utiliser l'approximation quasistatique (Durand 1953). Un tube de verre placé dans un champ électrique E_o uniforme provoque une modification du potentiel V et du champ électrostatique E (Fig.III,3)

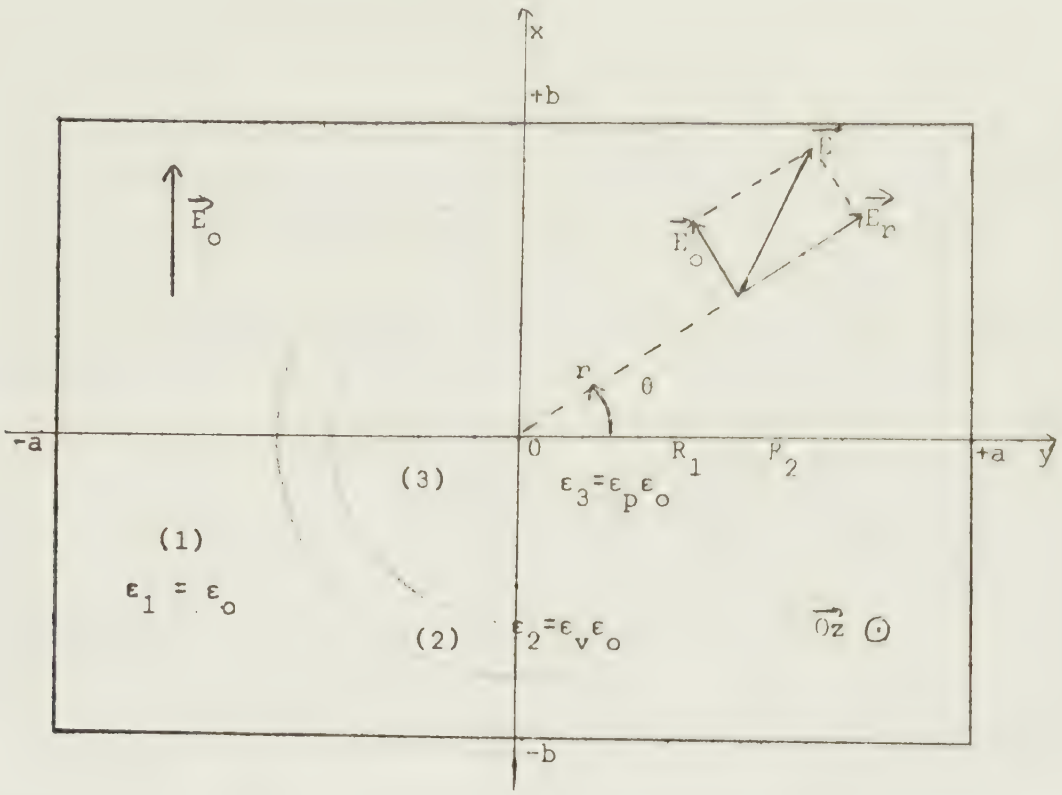


Figure III,3-

A l'extérieur : $V_1 = -\left(E_i r + \frac{A}{r} \right) \cos\theta$

Dans le verre : $V_2 = -\left(Br + \frac{C}{r} \right) \cos\theta$

A l'intérieur : $V_3 = -D'r \cos\theta$

Les conditions aux limites imposent : $B + \frac{C}{R_1^2} - D = 0$

$$-\frac{A}{R_2^2} + B - \frac{C}{R_2^2} = 0$$

$$-\varepsilon_2 B + \varepsilon_2 \frac{C}{R_1^2} + \varepsilon_3 D' = 0$$

$$\varepsilon_1 \frac{A}{R_2^2} + \varepsilon_2 B - \varepsilon_2 \frac{C}{R_2^2} = \varepsilon_1 E_i$$

où A, B, C et D' sont des constantes à déterminer, ε_1, ε_2 et ε_3 les constantes diélectriques relatives à des milieux (1), (2) et (3); R_1 et R_2 les rayons intérieur et extérieur du tube de verre.

On trouve finalement qu'à l'intérieur du tube de verre, le champ E est uniforme.

$$\boxed{\vec{E} = D\,\vec{E}_i} \qquad \text{(III,7)}$$

avec

$$D = 4\left[(1+\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1})(1+\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2}) + \frac{R_1^2}{R_2^2}(1-\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1})(1-\frac{\varepsilon_3}{\varepsilon_2})\right]^{-1}$$

Dans notre cas, $\varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 1$; $\varepsilon_2 = \varepsilon_v$; donc

$$D = 4\left[(1+\varepsilon_v)(1+\frac{1}{\varepsilon_v}) + \frac{R_1^2}{R_2^2}(1-\varepsilon_v)(1-\frac{1}{\varepsilon_v})\right]^{-1} \qquad \text{(III,8)}$$

REMARQUES :

D<1 : le champ électrique est plus faible à l'intérieur qu'à l'extérieur du tube de verre.

Si $R_1 \to 0$, $D \to 4(1+\varepsilon_v)\,(1+1/\varepsilon_v)$, résultat qu'on peut obtenir facilement en considérant un tube de verre de rayon intérieur très petit placé dans un champ uniforme .

Dans notre cas , le tube de verre est dans un guide d'ondes ce qui impose que les lignes soient perpendiculaires aux parois du guide. Par conséquent , à condition que les lignes de champ ne soient pas trop perturbées par la présence du tube de verre (ce qui implique que son diamètre ne soit pas trop grand devant les dimensions du guide) , on peut écrire le champ électrique E à l'intérieur du tube de verre :

$$\vec{E}_3 = D\,E_i \cdot \cos\frac{\pi y}{2b}\,\vec{x} \qquad \text{(III,9)}$$

III.2.3-Calcul de la formule théorique donnant la constante de propagation.

Les champs électrique et magnétique sont de la forme:

$$\vec{\mathcal{E}} = \vec{E}(x,y)\, e^{-\gamma z} e^{j\omega t}$$

$$\vec{\mathcal{H}} = \vec{H}(x,y) e^{-\gamma z}\, e^{j\omega t}$$

$\gamma = \alpha + j\beta$ supposé indépendant de z

Les équations de Maxwell donnent:

$$\vec{\nabla}\,\vec{E} + \mu \frac{\partial \vec{\mathcal{H}}}{\partial t} = 0$$

$$\vec{\nabla}\,\vec{\mathcal{H}} - \varepsilon \frac{\partial \vec{\mathcal{E}}}{\partial t} = 0$$

d'où :

$$\vec{\nabla}_\wedge \vec{E} + j\omega\mu\vec{H} = \gamma \vec{z}_\wedge \vec{E} \qquad \text{(III,10)}$$

$$\vec{\nabla}_\wedge \vec{H} - j\omega\varepsilon\vec{E} = \gamma \vec{z}_\wedge \vec{H} \qquad \text{(III,11)}$$

$\vec{z}$ est le vecteur unitaire sur l'axe $\vec{Oz}$, ε et μ ne dépendent que de x et y.

On combine III,10 et III,11 puis on multiplie à gauche par $j\omega\mu\vec{E}$:

$$\gamma\vec{E}\,(\vec{\nabla}_\wedge(\vec{z}_\wedge\vec{E})) - \vec{E}\,(\vec{\nabla}_\wedge(\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})) + \omega^2\varepsilon\mu|\vec{E}|^2 = \gamma^2\vec{E}\,(\vec{z}_\wedge(\vec{z}_\wedge\vec{E})) - \gamma\vec{E}(\vec{z}_\wedge(\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})). \qquad \text{(III,12)}$$

Le vecteur $\vec{z}$ ayant pour coordonnées (0,0,1), on a:

$$\vec{E}\,(\vec{z}_\wedge(\vec{z}_\wedge\vec{E})) = -(\vec{z}_\wedge\vec{E})^2$$

$$\vec{A}\,(\vec{B}_\wedge\vec{C}) = \vec{C}\,(\vec{A}_\wedge\vec{B})$$

d'où

$$\vec{E}\,(\vec{z}_\wedge(\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})) = (\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})\,(\vec{E}_\wedge\vec{z})$$

$$\vec{B}\,(\vec{\nabla}_\wedge\vec{A}) = \vec{\nabla}(\vec{A},\vec{B}) + \vec{A}\,(\vec{\nabla}_\wedge\vec{B})$$

d'où

$$\vec{E}\,(\vec{\nabla}_\wedge(\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})) = \vec{\nabla}\,((\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})_\wedge\vec{E}) + (\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})^2$$

(III,12) devient (III,13) qui s'écrit:

$$\gamma\left[\vec{\nabla}_\wedge((\vec{z}_\wedge\vec{E})_\wedge\vec{E}) + (\vec{z}_\wedge\vec{E})(\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})\right] - \vec{\nabla}((\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})_\wedge\vec{E}) - (\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})^2 + \omega^2\varepsilon\mu|\vec{E}|^2 = -\gamma^2(\vec{z}_\wedge\vec{E})^2 - \gamma(\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})(\vec{E}_\wedge\vec{z})$$

Intégrons sur le volume V de guide contenu entre deux sections droites; on pose $d\tau = dx.dy.dz$

$$\gamma\int_V \vec{\nabla}((\vec{z}_\wedge\vec{E})_\wedge\vec{E})\,d\tau - \int_V \vec{\nabla}((\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})_\wedge\vec{E})\,d\tau - \int_V (\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})^2 d\tau + \int_V \omega^2\varepsilon\mu\vec{E}^2 d\tau = -\gamma^2\int_V(\vec{z}\,\vec{E})^2 d\tau$$

Or, $\int_V \vec{\nabla}.\vec{A}\,d\tau = \int_S \vec{A}.d\vec{S}$ où S est la surface qui contient V. Il reste :

$$\gamma\int_S(\vec{z}_\wedge\vec{E})_\wedge\vec{E}.d\vec{S} - \int_S(\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})\,\vec{E}.d\vec{S} - \int_V(\vec{\nabla}_\wedge\vec{E})^2 d\tau + \int_V\omega^2\varepsilon\mu\vec{E}^2 d\tau = -\gamma^2\int_V(\vec{z}_\wedge\vec{E})^2 d\tau \qquad \text{(III,14)}$$

Décomposons S en trois surfaces ; S_1 et S_2 qui sont les deux sections du guide, et S_3 le côté du guide.

Les vecteurs $(\vec{z}\wedge\vec{E})\wedge\vec{E}$ et $(\vec{\nabla}\wedge\vec{E})\wedge\vec{E}$ sont indépendants de z,d'où

$$\int_{S_1}(\vec{z}\wedge\vec{E})\wedge\vec{E}.d\vec{S} = -\int_{S_2}(\vec{z}\wedge\vec{E})\wedge\vec{E}.d\vec{S}$$

$$\int_{S_1}(\vec{\nabla}\wedge\vec{E})\wedge\vec{E}.d\vec{S} = -\int_{S_2}(\vec{\nabla}\wedge\vec{E})\wedge\vec{E}.d\vec{S}$$

le signe - étant dû au fait que les vecteurs $d\vec{S}$ sont orientés en sens opposé sur S_1 et S_2. D'autre part $\vec{E}$ doit être perpendiculaire aux parois du guide. Donc sur S_3 : $\vec{E}\,//\,d\vec{S}$.

Or, $((\vec{z}\wedge\vec{E})\wedge\vec{E}) \perp \vec{E} \Rightarrow \perp d\vec{S}$

d'où $((\vec{z}\wedge\vec{E})\wedge\vec{E}).d\vec{S} = 0$ sur S_2

$((\vec{\nabla}\wedge\vec{E})\wedge\vec{E}).d\vec{S} = 0$ sur S_3

ce qui entraîne: $\int_S((\vec{z}\wedge\vec{E})\wedge\vec{E}).d\vec{S} = \int_S((\vec{\nabla}\wedge\vec{E})\wedge\vec{E}).d\vec{S} = 0$

Il reste donc de l'équation III,14

$$\gamma^2\int_v(\vec{z}\wedge\vec{E})^2 d\tau = \int_v(\vec{\nabla}\wedge\vec{E})^2 d\tau - \int_v\omega^2\varepsilon\mu\vec{E}^2\, d\tau$$

ce qui peut encore s'écrire si $d\tau = ds.dz$ où ds est un élément de surface de la section Σ du guide ; z , E, ε et μ étant indépendants de z :

$$\gamma^2\int_\Sigma(\vec{z}\wedge\vec{E})^2 ds = \int_\Sigma(\vec{\nabla}\wedge\vec{E})^2 ds - \int_\Sigma\omega^2\varepsilon\mu\vec{E}^2 ds$$

d'où

$$\gamma^2 = \frac{\int_\Sigma(\vec{\nabla}\wedge\vec{E})^2 ds - \omega^2\int_\Sigma\varepsilon\mu\vec{E}^2 ds}{\int_\Sigma(\vec{z}\wedge\vec{E})^2 ds} \qquad \text{(III,15)}$$

III.2.4-Calcul de γ en tenant compte de la déformation du champ électrique par le tube de verre dans le plasma.

Si nous voulons porter dans l'expression (III,15) de γ^2 la valeur réelle du champ électrique déformé par le tube de verre, en admettant qu'on puisse faire le calcul, nous aboutirons à des intégrales très compliquées à calculer

Cependant au paragraphe III.2.2, nous avons évalué un champ électrique qui approche de plus près la réalité expérimentale. Pour le calcul

de γ^2 nous prendrons comme champ électrique dans le guide :

$$\vec{E} = DE_i \cos\frac{\pi y}{2b}\vec{x} \qquad \text{dans le plasma}$$

$$\vec{E} = E_i \cos\frac{\pi y}{2b}\vec{x} \qquad \text{à l'extérieur du plasma.}$$

Calculons γ^2 à partir de III,15. Au cours du calcul apparait souvent l'intégrale double calculée sur le cercle de rayon R :

$$K(R) = \int_{(R)} \cos^2\left(\frac{\pi y}{2b}\right) dxdy$$

Il est simple de montrer que $K(R) = \frac{\pi R^2}{2} + bR\, J_1\left(\frac{\pi R}{b}\right)$ où J_1 est la fonction de Bessel d'ordre 1 .

On calcule facilement :

$$\int_\Sigma (\vec{z}\wedge\vec{E})^2 ds = E_i^2\, K(R_1)\left[D^2-1\right] + 2ab\, E_i^2$$

$$\int_\Sigma (\vec{\nabla}\wedge\vec{E})^2 ds = E_i^2 \frac{\pi^2}{4b^2}\left[\left\{\pi R_1^2 - K(R_1)\right\}(D^2-1) + 2ab\right]$$

Le calcul de la troisième intégrale $I_3 = \omega^2 \int_\Sigma \varepsilon\mu \vec{E}^2 ds$ nécessite de préciser la dépendance spatiale ε_p .Il est possible d'envisager plusieurs cas possibles: plasma où les phénomènes de recombinaison sont importants , la distribution de densité est uniforme sauf au voisinage des parois ; plasma dominé par la diffusion ambipolaire , les fonctions de Bessel d'ordre zéro ou un, représentent alors assez bien la dépendance radiale de la densité électronique.Or la longueur de diffusion Λ de notre système expérimental est très faible ce qui accroit l'importance des pertes par diffusion . D'autre part , nos observations se font toujours quelques centaines de microsecondes après la fin de l'impulsion de création du plasma. On peut donc être assuré, à la suite des travaux de Gray et Kerr (1959) et de Frommhold et Biondi (1968) que la fonction de distribution radiale de densité est très proche d'une fonction de Bessel d'ordre zéro.

D'une manière indirecte ,nous avons vérifié cette hypothèse en mesurant expérimentalement le rapport $\overline{n_e^2} / (\overline{n_e})^2$ (Voir Annexe II).

Nous écrivons donc $\varepsilon_p - 1 = (\varepsilon_p - 1)_{r=0}\, J_o\left(\frac{\alpha r}{R_1}\right)$ où α est la 1ère racine de la fonction de Bessel d'ordre zéro.

On sait que $\omega^2\varepsilon\mu_o = \omega^2\varepsilon_o\mu_o\varepsilon_p = \beta_o^2\varepsilon_p$ où $\beta_o = \frac{2\pi}{\lambda_o}$.

λ_o est la longueur d'onde dans le vide. On a :

$$\frac{I_3}{\beta_o^2} = \int_{(R_1)} \varepsilon_p D^2 E_i^2 \cos^2\frac{\pi y}{2b}\, ds + \varepsilon_v \int_{(R_2)} D^2 E_i^2 \cos^2\frac{\pi y}{2b}\, ds - \varepsilon_v \int_{(R_1)} D^2 E_i^2 \cos^2\frac{\pi y}{2b}\, ds +$$

$$+ \int_{\text{rect}(a,b)} E_i^2 \cos^2\frac{\pi y}{2b}\, ds - \int_{(R_2)} E_i^2 \cos^2\frac{\pi y}{2b}\, ds \quad .$$

Seule la première intégrale présente quelques difficultés d'intégration. Elle peut se mettre sous la forme $I = D^2E_i^2\left[J + K(R_1)\right]$.
J peut s'écrire :

$$J = (\varepsilon_p - 1)_{r=0} \int_{(R_1)} J_o\left(\frac{\alpha r}{R_1}\right) \cos^2\frac{\pi y}{2b}\, dxdy$$

En utilisant des propriétés des fonctions de Bessel :

$$J = (\varepsilon_p - 1)_{r=o} \cdot \frac{1}{2}\left[\int_{(R_1)} J_o\left(\frac{\alpha r}{R_1}\right) r\,dr\,d\theta + \int_{(R_1)} J_o\left(\frac{\alpha r}{R_1}\right) J_o\left(\frac{\alpha r}{b}\right) r\,dr\,d\theta\right]$$

$$\int_o^r x\, J_o(ax).\, J_o(bx)\, dx = \frac{b J_o(a)\, J_1(b) - a\, J_o(b)\, J_1(a)}{b^2 - a^2}$$

on obtient :

$$J = (\varepsilon_p - 1)_{r=o} \cdot \frac{J_1(\alpha)}{\alpha} \cdot \pi R_1^2 \left[1 + \frac{J_o\left(\frac{\pi R_1}{b}\right)}{1 - \frac{\pi^2 R_1^2}{\alpha^2 b^2}}\right]$$

On montre que la valeur moyenne de $(\varepsilon_p - 1)$ sur le cercle R_1 est :

$$\overline{\varepsilon_p - 1} = 2(\varepsilon_p - 1)_{r=o} \frac{J_1(\alpha)}{\alpha}$$

d'où

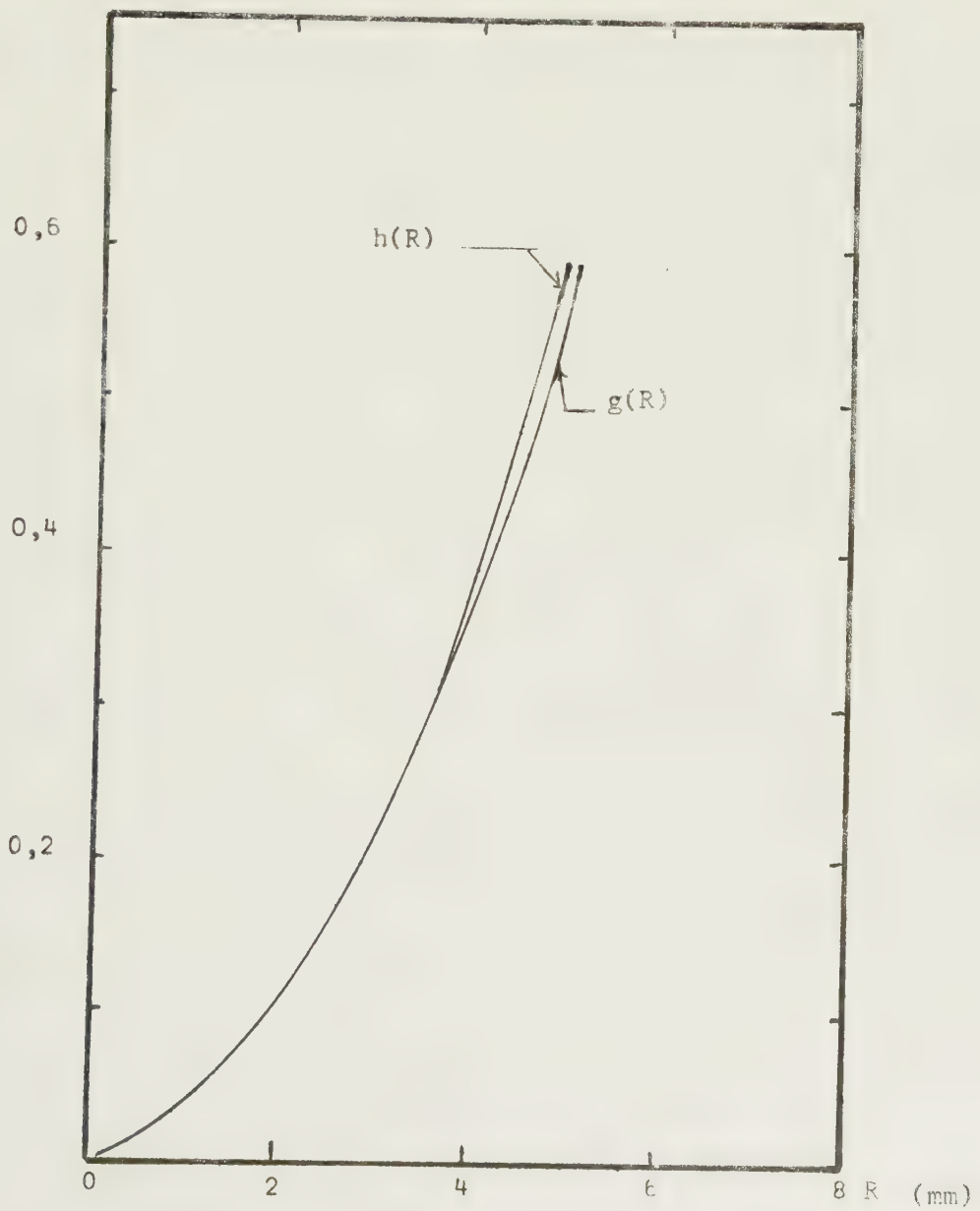
$$J = \overline{\varepsilon_p - 1} \cdot \frac{\pi R_1^2}{2} \left[1 + \frac{J_o\left(\frac{\pi R_1}{b}\right)}{1 - \frac{\pi^2 R_1^2}{\alpha^2 b^2}}\right]$$

Nous introduisons les fonctions h(R) et g(R) :

$$h(R) = \frac{\pi R^2}{4ab}\left(1 + \frac{J_o\left(\frac{\pi R_1}{b}\right)}{1 - \frac{\pi^2 R_1^2}{a^2 b^2}}\right)$$

$$g(R) = K(R).\frac{1}{2ab}$$

Ces fonctions sont représentées sur le graphe ci-dessous pour un guide rectangulaire en bande X.



On a alors

$$I_3 = 2ab\ \beta_o^2\ E_i^2 \left[D^2(\overline{\varepsilon_p - 1})h(R_1) + \varepsilon_v\left\{g(R_2)-g(R_1)\right\} + D^2 g(R_1)-g(R_2)\right]$$

On introduit $\beta_c = \frac{\pi}{2b}$ et $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}$ où λ_g est la longueur d'onde dans le guide.

On rappelle que $\beta^2 = \beta_o^2 - \beta_c^2$. L'expression III,15 s'écrit :

$$\gamma^2 = \frac{-\beta^2 + \beta_c^2(D^2-1)\left[\frac{\pi R_1^2}{2ab} - g(R_1)\right] - \beta_o^2\left[D^2(\overline{\varepsilon_p - 1})h(R_1) + \varepsilon_v\left\{g(R_2)-g(R_1)\right\} + D^2 g(R_1)-g(R_2)\right]}{1 + (D^2-1)\ g(R_1)} \qquad \text{(III,13)}$$

En faisant $\varepsilon_p = 0$ dans III,13, on obtient l'expression de γ_v^2

III.2.5-Relation entre la permittivité du plasma et l'atténuation $\Delta\alpha$ et le déphasage $\Delta\beta$.

Nous posons :

$$\varepsilon_p = \varepsilon' - j\varepsilon''$$
$$\gamma_v = \alpha_v + j\beta_v$$
$$\gamma = (\alpha_v + \Delta\alpha) + j(\beta_v + \Delta\beta)$$

On a

$$\gamma^2 - \gamma_v = (2\alpha_v + \Delta\alpha)\Delta\alpha - (2\beta_v + \Delta\beta)\ \Delta\beta + j\left[(2\alpha_v + \Delta\alpha)\Delta\beta + (2\beta_v + \Delta\beta)\Delta\alpha\right]$$

D'autre part $$\gamma^2 - \gamma_v^2 = \psi\beta_o^2\ (\overline{\varepsilon_p - 1})$$

avec $$\psi = \frac{D^2 f(R_1)}{1 - (1-D^2)\ g(R_1)}$$

Les composantes réelles et imaginaires de la permittivité électrique du plasma s'écrivent :

$$(\overline{1 - \varepsilon'}) = \frac{(2\alpha_v + \Delta\alpha)\Delta\alpha - (2\beta_v + \Delta\beta)\Delta\beta}{\beta_o^2\ \psi}$$

$$\overline{\varepsilon''} = \frac{(2\alpha_v + \Delta\alpha)\Delta\beta + (2\beta_v + \Delta\beta)\Delta\alpha}{\beta_o^2 \psi}$$

ce qu'on peut encore écrire :

$$\overline{1-\varepsilon'} = -\frac{\Delta\beta\,(2\alpha_v + \Delta\beta)}{\beta_o^2\psi}\cdot\left[1 - \frac{\Delta\alpha}{\Delta\beta}\cdot\frac{2\alpha_v + \Delta\alpha}{2\beta_v + \Delta\beta}\right] \qquad \text{(III,14)}$$

$$\frac{\overline{\varepsilon''}}{\overline{1-\varepsilon'}} = \frac{\frac{\Delta\alpha}{\Delta\beta} + \frac{2\alpha_v + \Delta\alpha}{2\beta_v + \Delta\beta}}{\frac{2\alpha_v + \Delta\alpha}{2\beta_v + \Delta\beta}\cdot\frac{\Delta\alpha}{\Delta\beta} - 1} \qquad \text{(III,15)}$$

Compte tenu de nos conditions expérimentales, on peut effectuer un certain nombre de simplifications. Avec un tube en pyrex de 1mm d'épaisseur et 40 cm de long , on a :

d'après III,3 pour $n_e \ll 10^{12}\,cm^{-3}$ $\qquad \Delta\beta_v \ll 2\beta_v$

d'après III,4 pour $\nu_{eff} \ll \omega$ $\qquad \Delta\alpha \ll \Delta\beta$

De ces inégalités, on peut conclure que : $\dfrac{\Delta\alpha}{\Delta\beta}\cdot\dfrac{2\alpha_v + \Delta\alpha}{2\beta_v + \Delta\beta} \ll 1$

Les équations III,15 et III,16 deviennent alors :

$$\overline{1-\varepsilon'} = -\frac{2\beta_v\Delta\beta}{\beta_o^2\psi} \qquad \text{(III,16)}$$

$$\frac{\overline{\varepsilon''}}{\overline{1-\varepsilon'}} = -\frac{\Delta\alpha}{\Delta\beta} - \frac{\alpha_v}{\beta_v} \qquad \text{(III,17)}$$

En combinant les équations III,3 ; III,4 ; III,16 et III,17 on a les relations fondamentales cherchées :

$$\overline{n_e} = -\frac{\varepsilon_o m\omega^2}{e^2}\cdot\frac{2\beta_v\Delta\beta}{\beta_o^2\psi}\cdot\frac{\lambda}{\lambda_v} \qquad \text{(III,18)}$$

$$\nu_{eff} = -\omega\left[\frac{\Delta\alpha}{\Delta\beta} + \frac{\alpha_v}{\beta_v}\right] \qquad \text{(III,19)}$$

Nous voyons, et il s'agit là d'un résultat important dû à J.Boulmer qui, à notre connaissance n'avait pas encore été noté , que si $\nu_{eff} = 0$, il subsiste une atténuation résiduelle

$$(\Delta\alpha)_{res} = -\Delta\beta\cdot\frac{\alpha_v}{\beta_v}$$

due au fait que le plasma (même non collisionnel) modifie par sa présence la distribution du champ électrique à l'intérieur du guide et provoque ainsi une atténuation de l'onde hyperfréquence .

Il est indispensable de faire cette correction pour les gaz rares qui atténuent peu : néon , argon, xénon et krypton au voisinage du minimum Ramsauer . En effet pour un tube de verre pyrex de 50 cm de long , atténuant typiquement de 0,5 dB et tel que λ_g = 3 cm , on trouve

$$\alpha_v / \beta_v = 6.10^{-4}$$

Pour une fréquence de l'onde de sonde de 9 GHz($\omega = 50.10^9$ rad/s) on mesure une " fréquence de collision virtuelle " de 3.10^7 s^{-1} ce qui correspond aux ordres de grandeur des fréquences de collision dans le néon à 1 torr , 300°K .

Pour connaitre $\bar{n}$ et ν_{eff} en fonction de $\Delta\alpha$ et $\Delta\beta$, il est donc nécessaire de connaitre α_v et β_v .

α_v se mesurera facilement et si l'on ne peut pas mesurer β_v (c'est-à-dire $\lambda_v = 2\pi / \beta_v$, longueur d'onde dans le guide en présence du tube de verre vide) , nous le calculerons à partir de l'équation donnant $\gamma_v = \alpha_v + \beta_v j$

En remarquant , comme précédemment , que $\alpha_v^2 \ll \beta_v^2$, et à partir de III,13, on peut écrire :

$$\frac{\alpha_v}{\beta_v} = \frac{\beta_o^2 \, \varepsilon_v'' \left[g(R_2) - g(R_1) \right]}{\beta^2 + \beta_c^2 (1 - D^2)\, g(R_1) + \beta_o^2 \left[(\varepsilon_v' - 1) \left\{ g(R_1) - g(R_2) \right\} - (1 - D^2) g(R_1) \right]}$$

ε_v' est en général assez bien connu ; pour le pyrex on a $\varepsilon_v' = 4,5$ à 9 GHz.

III.2.6- Relation pratique entre l'atténuation mesurée , la densité électronique et la fréquence de collision effective

L'étude pratique de la mesure de déphasage a été étudiée en détail dans la Thèse de 3ème cycle de J.Boulmer (1969) .Rappelons simplement que le déphasage est mesuré grâce à un détecteur de phase à la fréquence de 45 MHz. La tension lue en aval du détecteur et après traitement digital est proportionnelle au déphasage $\Delta\beta$. Le déphaseur étalonné (fig.II.4) permet d'établir une courbe d'étalonnage $V = f(\Delta\beta)$.

Pour déterminer l'atténuation causée par le plasma , nous utilisons un cristal dont la loi de détection est quadratique . Les tensions lues sont donc proportionnelles aux puissances hyperfréquences au niveau du mélangeur onde de sonde - onde d'oscillateur local .

Malgré le soin pris pour diminuer au maximum le taux d'onde stationnaire au niveau du plasma , il n'est pas possible de négliger la puissance réfléchie , que le plasma soit présent ou non . Le banc hyperfréquence est donc disposé de manière à permettre des mesures de puissance transmise et de puissance réfléchie tout en permettant de faire les autres diagnostics nécessaires (densité , température) sans modifier la disposition des éléments de guide. Le shéma de disposition est représenté (fig. II.4) .

Nous avons apprécié expérimentalement les effets d'interférences multiples causées par le plasma et nous avons constaté que ces effets étaient négligeables avec nos conditions expérimentales . Ceci est probablement dû à l'atténuation du système guide - tube à décharge sans plasma de l'ordre de 2 dB à la fréquence de 8770 MHz .

Par contre l'effet de la densité électronique du plasma sur le T.O.S. de l'ensemble est assez important même pour des valeurs de n_e très faibles devant la densité critique n_c associée à la bande de fréquence X . Nous en avons tenu compte de la manière suivante :

Soit α'_v et α'_p ,l'atténuation linéique de la puissance microonde, L la longueur d'interaction . Si nous supposons donc que la zone de réflexion est limitée à l'interface verre-plasma , on a

$$P_T = e^{-\alpha' L}(P_I - P_R)$$

Posons $$\Delta P_T = P_T^v - P_T^{p+v}$$

$$\Delta P_R = P_R^{p+v} + P_R^v$$

le signe v signifie en présence du verre seulement et p + v signifie verre et plasma.

Du couple de relation :

$$P_T^{p+v} = \epsilon^{-\alpha'_p . \alpha'_v L} \left(P_I - P_R^{p+v} \right)$$

$$P_T^{v} = e^{-\alpha'_v L} \left(P_I - P_R^{v} \right)$$

Un calcul simple nous amène à l'expression de l'atténuation

$$\alpha'_p L = 2\Delta\alpha\, L = - \mathrm{Log} \left[\frac{1 - \dfrac{\Delta P_T}{P_T^v}}{1 - \dfrac{\Delta P_R}{P_I - P_R^v}} \right]$$

Les quantités $\Delta P_T / P_T^v$ et $\Delta P_R / P_R^v$ sont mesurées à l'aide du dispositif d échantillonnage. P_I / P_T^v et P_T^v / P_R^v sont des quantités d'étalonnage caractérisant les propriétés hyperfréquences du système sans plasma.

III.3- Elévation de la température électronique par chauffage hyperfréquence

La méthode d'interaction d'onde appliquée pour la première fois dans l'étude du diagnostic des plasmas par L.Goldstein (1955) est susceptible de développement important selon qu'on étudie les régimes transitoires associés à l'impulsion du chauffage ou les régimes permanents. Pour des raisons précisées plus loin, nous n'avons étudié les régimes transitoires que dans le cas de l'hélium ; nous avons essentiellement fait porter notre effort sur les mesures en régime permanent .

III.3.1- Elevation de la température électronique en fonction de la puissance de chauffage hyperfréquence .

Lorsqu'une onde hyperfréquence traverse un plasma , elle cède une partie de son énergie aux électrons .La puissance cédée par unité de volume s'écrit

$$P = \sigma_r \overline{E_{pl}^2}$$

où σ_r est la partie réelle de la conductivité électrique et $\overline{E_{pl}^2}$ est le champ électrique quadratique moyen sur le volume du plasma ,moyenné également sur le temps .

Nous allons, dans un premier temps , relié $\overline{E_{pl}^2}$ à la puissance de chauffage incidente en utilisant les résultats des paragraphes précédents .

Le module du champ électrique incident (en z = 0) s'écrit :

$$E_i = E_o \cos \frac{\pi y}{2b}$$

Si l'on néglige l'onde réfléchie , le module du champ électrique à l'intérieur du plasma sera

$$E_{pl} = D\, E_o \cos \frac{\pi y}{2b}\ e^{-\alpha_v z}$$

où α_v est l'atténuation due au verre et au plasma et D le coefficient donné par l'équation III.8 .

On a donc :

$$\overline{E_{pl}^2} = D^2 E_o^2 \frac{2ab}{\pi R_1^2}\ g(R_1)\ \frac{1-e^{-2\alpha_v L}}{2\alpha_v L}$$

ou en appelant

$$A^2 = \frac{1-e^{-2\alpha_v L}}{2\alpha_v L}$$

$$\overline{E_{pl}^2} = A^2 D^2 E_o^2 \frac{2ab}{\pi R_1^2}\ g(R_1)$$

AE_o sera "l'amplitude moyenne " du champ électrique sur la longueur L du tube contenant le plasma .

Le champ électrique et la puissance incidents sont reliés par

$$P_i = \frac{ab}{120\pi} \cdot \frac{\lambda_o}{\lambda} \cdot E_o^2$$

où 2a et 2b sont les dimensions du guide contenant le plasma , λ la longueur d'onde dans un tel guide et λ_o la longueur d'onde dans le vide .

On a donc :

$$\overline{E_{pl}^2} = A^2 D \frac{\lambda}{\lambda_o} \frac{g(R_1)}{\pi R_1^2} \cdot 2.120.\pi P_i$$

Si $\overline{P}$ est la puissance moyenne sur la longueur du plasma, on aura

$$\overline{P} = A^2 P_i$$

et finalement :

$$\overline{E_{pl}^2} = 2.120\pi \frac{g(R_1)}{\pi R_1^2} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_o} \cdot D^2 \overline{P} \qquad \text{Eq.III-21}$$

Une méthode simple , ne tenant pas compte du tube de verre , c'est-à-dire prenant $E_{pl}^2 = E_o^2$ donnerait

$$E_o^2 = \frac{120\pi}{ab} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_o} \overline{P}$$

Nous introduisons donc un facteur de correction C

$$C = \frac{2ab}{\pi R_1^2} \cdot g(R_1) \cdot D^2$$

La figure III.4 donne C en fonction du rayon intérieur d'un tube de verre de diverses épaisseurs d dans le cas d'un guide rectangulaire standard. Lorsqu'on néglige l'influence du verre sur le champ électrique à l'intérieur du plasma , D = 1 . Nous voyons donc l'importance de l'erreur commise si nous négligeons cette influence .

Nous avons écrit les équations concernant le bilan d'énergie dans le plasma au cours du 1er chapitre (§ I ,3 ,5).Nous sommes maintenant en mesure d'expliciter le coefficient κ permettant de calculer l'élévation de température due au chauffage hyperfréquence .

$$K = \frac{2}{3} \frac{Me^2}{2m^2 k\omega^2} \cdot \overline{E_{pl}^2} \qquad (K \text{ en } {}^{o}KW^{-1})$$

Nous avons vu que cette élévation de température n'était effective que si les pertes de chaleur par diffusion étaient négligeables (Boulmer I972) .

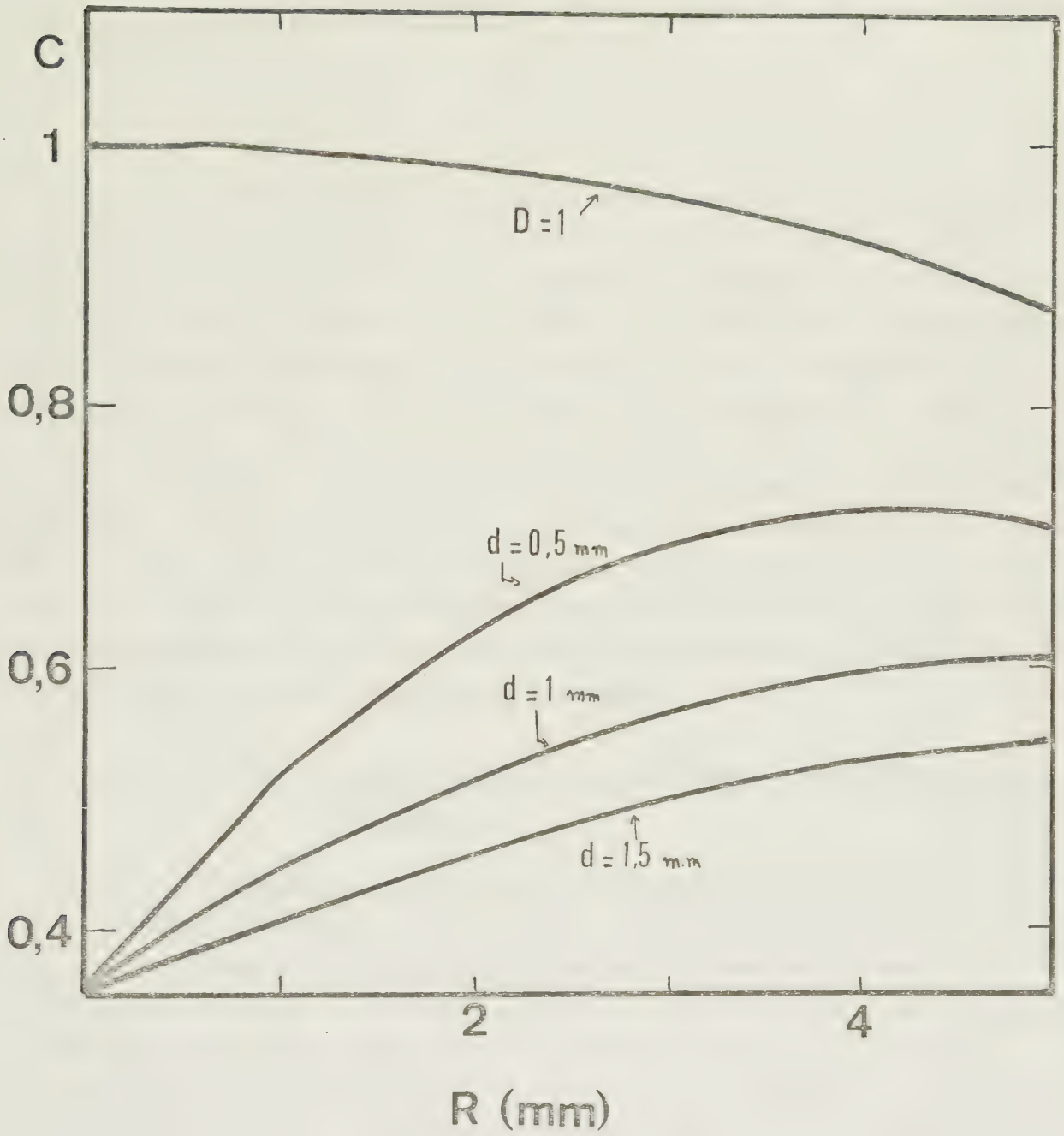


Fig.III.5 Coefficient correcteur C en fonction du rayon intérieur du tube

III.3.2- Etude du régime transitoire .

Reprenons l'équation I.8 dans laquelle on néglige les pertes par diffusion :

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{3}{2}n_e kT_e\right) = -\frac{3}{2}\frac{n_e k(T_e - T_g)}{\tau_{en}} + \frac{3}{2}\frac{n_e kKP}{\tau_{en}} \qquad \text{(III,22)}$$

Cette équation ne peut être résolue simplement sans faire des hypothèses sur la dépendance de ν en fonction de la vitesse électronique . Dans le cas de l'hélium où on fait en général l'hypothèse que ν est proportionnel à la vitesse , l'étude a été réalisée par Anderson (1955). On montre que pour de faibles échauffements , la constante de temps de décroissance de l'énergie électronique à la fin de l'impulsion de chauffage est égale à $G\nu_{eff}^{-1}$ ou ν_{eff} est la fréquence de collision effective à la température des neutres . A condition que la densité varie peu au cours de l'impulsion de chauffage , la constante de temps de décroissance de l'atténuation de l'onde de sonde à la fin de l'impulsion de chauffage est , elle aussi $G\nu_{eff}^{-1}$. Nous avons effectué quelques mesures de ce type dans l'hélium pour T_g = 300°K afin de vérifier nos mesures absolues en régime permanent par une méthode ne faisant pas intervenir des mesures d'étalonnage .

III.3.3- Variation de la densité électronique en fonction du chauffage .

L'étude de la variation de la densité électronique sous l'effet d'un chauffage hyperfréquence est un sujet complexe par le nombre de mécanismes qui peuvent intervenir simultanément : termes de perte par diffusion et recombinaison , terme de source par collision superélastique . Les termes de perte dépendent de la température ; les calculs détaillés de l'effet du chauffage sur les termes de pertes sont étudiés aux références Boulmer(1969), Sol (1971),Hess (1955). Les termes de source semblent, du moins dans l'hélium et pour les conditions expérimentales rencontrées , dépendrent peu de la température (Gérardo 1971) .Comme leur étude sort du cadre de ce travail,nous nous bornerons à signaler que la sensibilité de notre système de mesure nous a permis d'en tenir globalement compte .

Pour effectuer les mesures d'atténuation en régime permanent de chauffage , nous avons deux possibilités ; soit réaliser des mesures dites

différentielles : on échantillonne successivement un plasma avec chauffage et un plasma sans chauffage ;soit réaliser des mesures absolues : comparaison d'un plasma avec chauffage à un instant t de la post-décharge où la température électronique est T_e avec le signal obtenu sans plasma .

Bien que la première méthode semble à priori plus sensible, nous ne l'avons pas utilisée car elle fait intervenir trop d'hypothèses limitatives: faibles variations de densité ou de température , difficultés d'emploi pour les gaz dont la section efficace varie rapidement avec l'énergie électronique.

III.3.4-Mesure de la température électronique.

Le rayonnement incohérent émis par un plasma à des fréquences microondes est dû au mouvement des électrons en interaction avec les différents composants du plasma et les sources externes . Les mesures de la puissance émise par des rayonnements dans un certain domaine de fréquence fournissent des renseignements concernant l'énergie électronique moyenne , la fonction de distribution électronique et les processus de collision . Bekefi ,1966). Nous rappelons l'expression de la température de rayonnement T_R valable en haute fréquence :

$$kT_R = -m \frac{\sigma_{en}(v)\, f(v)\, v^5 dv}{\sigma_{en}(v) \frac{\partial f}{\partial v} v^4 dv} \qquad \text{(III,23)}$$

où f est la fonction de distribution électronique.;Lorsque la distribution est maxwellienne on a $T_R = T_e$. La puissance émise dans une certaine bande passante Δf est donnée par la loi de Rayleigh :

$$P = A\, k\, T_e\, \Delta f$$

A est l'absorptivité du plasma. Le principe du radiomètre est la comparaison de la puissance émise par des sources à des températures étalonnées en présence ou non du plasma étudié. La mise au point du radiomètre a été l'objet de la thèse de 3ème cycle de J.C.Gauthier (1969). Ses applications principales ont été l'étude de l'instant de thermalisation dans une post-décharge, et la vérification des expressions étudiées au paragraphe III,3 concernant les augmentations de température en fonction de la puissance de chauffage hyperfréquence.

C H A P I T R E I V

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Dans ce chapitre ,nous présentons les valeurs expérimentales de fréquence de collision effective en fonction de la température électronique dans l'hélium , l'argon, le xénon et le néon. Nous étudions l'évolution de la température électronique au cours d'une post-décharge , par des mesures radiométriques.Nous donnons aussi les valeurs de température électronique obtenues à partir de la détermination de la permittivité électrique des plasmas étudiés ; bien que cette méthode nécessite quelques hypothèses supplémentaires,elle est particulièrement intéressante lorsque les conditions expérimentales rendent imprécises les mesures radiométriques.Afin d'apprécier l'importance des interactions coulombiennes dans un plasma à très faible degré d'ionisation, nous présentons aussi nos résultats de mesure de fréquence de collision électron-ion.Nous terminons ce chapitre par une estimation des erreurs expérimentales.

Nous avons dégagé dans les chapitres précédents nos conditions expérimentales ainsi que les performances de notre système de mesure.Nous en donnons maintenant un bref rappel en insistant sur les données quantitatives.

Nous avons précisé au Ier chapitre à quelles conditions nous avions une distribution pratiquement maxwellienne ($\nu_{ee} \gg \frac{2m}{M} \nu_{eff}$) .Cette condition est assez facile à satisfaire pour les gaz étudiés dans le domaine de densité atomique comprise entre 3.10^{16} et 3.10^{18} cm^{-3} et pour des densités électroniques comprises entre 5.10^{8} et 5.10^{10} cm^{-3} .

La condition précitée n'est qu'une supposition généralement admise mais,qu'il est nécessaire de vérifier . Lorsqu'on connait la dépendance de la section efficace pour le transfert de la quantité de mouvement en fonction de

l'énergie électronique (cas de l'hélium et du néon au-dessus de 0,01 eV et avec moins de précision dans l'argon et le xénon au-dessus de 0,025 eV) ,on peut déduire la température électronique des mesures de fréquence de collision effective.On suppose à priori la distribution maxwellienne.Des mesures radiométriques, on détermine une température de rayonnement qui se confond avec la température thermodynamique uniquement dans le cas d'une distribution maxwellienne.Or ces deux types de détermination sont respectivement des moyenne différentes en v de la fonction de distribution électronique (Eq.III,2 et 3). Il est donc nécessaire d'aboutir à la même température par les deux méthodes pour admettre une distribution maxwellienne . C'est un accord qu'on a constaté sur toutes les mesures de ce type qu'on a pu faire .

Le libre parcours moyen électronique est très inférieur au diamètre du tube dans la plupart des cas .La pression doit cependant être suffisamment élevée pour qu'il en soit ainsi : $p > 10$ torr dans l'argon au voisinage du minimum Ramsauer ainsi que dans le néon.

L'approximation HF $\nu^2 \ll \omega^2$ nous impose $\nu_{eff} \leqslant 2.10^{10} s^{-1}$. Nous ne sommes que très exceptionnellement dans ce cas limite (fortes élévations de températures ou mesures dans la proche post-décharge dans le xénon). Il est néanmoins facile d'en tenir compte en remplaçant l'expression (III-3) par l'expression suivante :

$$n_e = (1 - \varepsilon') \frac{m\varepsilon_o \omega^2}{e^2} \left(1 - \frac{\nu_{eff}^2}{\omega^2} \right)$$

L'expression (III.4) n'est pas modifiée car elle dépend de ν^2/ω^2 à un ordre supérieur .

La résolution du système expérimental est de $10^6 cm^{-3}$ pour la densité électronique et de $5.10^7 s^{-1}$ pour les fréquences de collision effective. Cette dernière limitation est due à l'atténuation résiduelle du guide d'onde contenant le tube de verre car le système de mesure permet d'apprécier des rapports d'atténuation de 10^{-4} .

Remarque : Les valeurs mesurées sont fonction d'une énergie moyenne que nous exprimerons en température électronique T_e. Elles peuvent être exprimées en électron-volt $\langle u \rangle = kT_e = 0,86.10^{-4} T_e$ ou d'une façon plus homogène en énergie électronique moyenne $1,5 \langle u \rangle$.

Les pressions sont toujours mesurées à 300°K . Lorsque la température du gaz est à une valeur différente , les résultats seront exprimés en fonction du nombre d'atome neutre par unité de volume ($N = 3{,}52.10^{16} cm^{-3}$ à 1 torr et 273°K).

Plan d'étude :Nous garderons un plan analogue pour chacun des gaz qui correspond à la façon dont se sont réellement déroulées les mesures. Nous commençons par une étude de la post-décharge : évolution de ν_{eff} et de la température. On en déduit l'influence ν_{ei}. Aux instants où le plasma est thermalisé et l'effet de ν_{ei} négligeable , on mesure la fréquence de collision électron-neutre. Lors de l'application des impulsions de chauffage , on mesure les élévations de température avec le radiomètre puis on détermine l'évolution de ν_{en} en fonction de la température électronique . Afin de préciser les domaines d'investigation nous présentons un tableau récapitulatif des conditions expérimentales pour les différents gaz étudiés.

IV.1 - HELIUM .

Les mesures de coefficients de transport dans l'hélium à partir de 300°K sont nombreuses : méthodes microondes donnant directement la fréquence de collision effective par Phelps et al. (1951) , Gould et Brown (1954) , Anderson et Goldstein (1955 et I956), Hirsfield et Brown (1958), Chen (1963) et Hoffmann et Skarsgard (1969); méthodes utilisant des champs électriques continus en vue de mesurer vitesse de dérive et coefficient de diffusion par Bowe (1960),Frost et Phelps (1962) et Crompton et al.(1967 et 1970).

Nos mesures ont surtout porté sur des températures électroniques inférieures à 300°K ,car dans ce domaine, à l'exception de deux points de mesure de Gould et Brown(1954)à des températures supposées égales à 77°K et 195°K et d'un point de mesure de Goldan et Goldstein (1965) à une température électronique supposée égale à 4,2°K , il n'existe pas à notre connaissance de mesures microondes .

Le tableau figurant sur la page suivante résume l'ensemble des conditions expérimentales que nous avons choisies.

T_g °K	sans chauffage N en $cm^{-3} \times 10^{+16}$	avec chauffage $10°K < T_e < 600°K$	
		N en $cm^{-3} \times 10^{16}$	densité électronique n_e en cm^{-3}
300	7 à 60	26 , 37,5 et 50	de 0,25 à 15
77	50 à 125		
4,2	110 à 400	110	de 1,6 à 12
		140	de 1,4 à 40
		200	de 2,3 à 85

IV.1.1-Etude des post-décharges.

La figure IV.1 met en évidence l'évolution de la fréquence de collision effective totale pour plusieurs pressions et pour une température du gaz de 295°K.L'analyse de ces courbes permet de dégager les résultats suivants :

- Dans les mesures à forte pression (11,5 et 14 torrs) les interactions électron-ion sont toujours négligeables car la densité électronique est inférieure à $5.10^{10} cm^{-3}$ à partir de 1000 µs . Le gaz d'électron est en équilibre avec le gaz neutre à 1200 µs après la fin de l'impulsion de création du plasma. Ce point est confirmé par des mesures de températures électroniques réalisées à l'aide du radiomètre (fig.IV,2).Aux autres pressions au contraire, les interactions électron-ion sont importantes et même dominantes jusqu'à 600 microsecondes ($n > 5\ 10^{10} cm^{-3}$) lors de la mesure à 5 torrs.Cela se traduit par les conséquences suivantes :

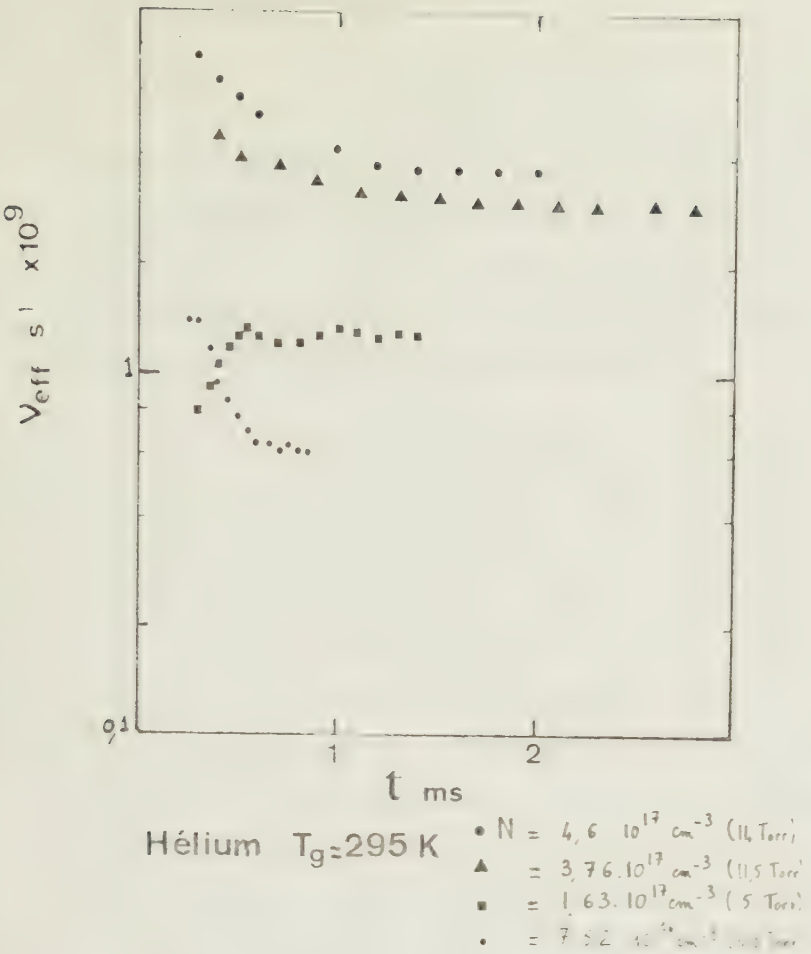


FIG.IV.1. Evolution de la fréquence de collision effective au cours de la post-décharge à différentes pressions.

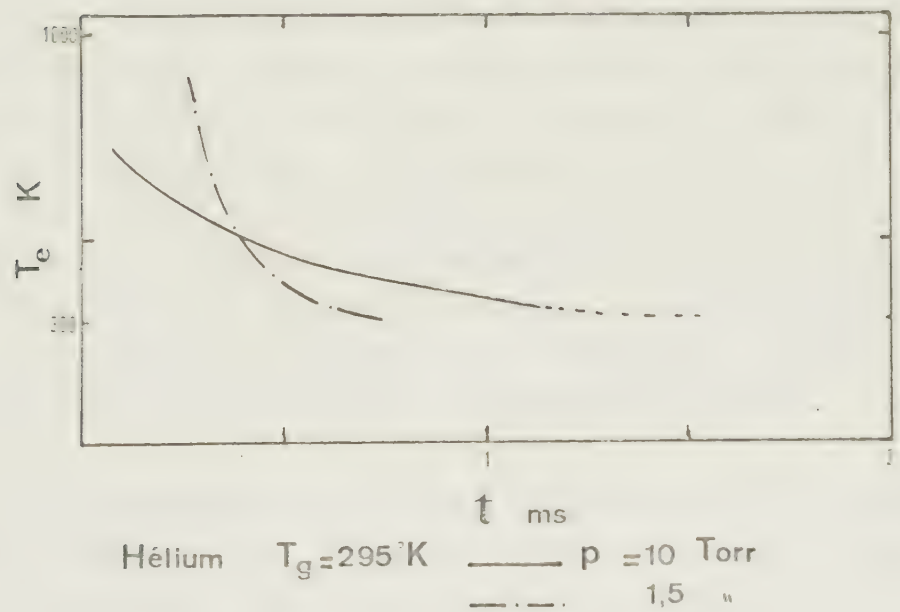


Fig.IV.2. Evolution au cours de la post-décharge de la température électronique mesurée avec le radiomètre.

- à 5 torrs , d'après les courbes de la figure IV.2, avant 600 microsecondes , il n'y a pas thermalisation à 300°K et la croissance de ν_{eff} est due à l'augmentation de ν_{ei} consécutive à la décroissance lente de T_e.

- à 2,3 torrs, l'évolution de la température est analogue à celle de la courbe p = 5 torrs de la figure IV.2 et ce sont les variations de ν_{eff} avec T_e qui sont prépondérantes .

Nous avons effectué des mesures analogues lorsque la température du gaz neutre est de 77,7°K .L'évolution de la fréquence de collision effective entraine des remarques analogues à celles que nous venons de faire dans le cas où T_g = 295°K . Par contre lorsque la température du gaz neutre est de 4,2°K , l'évolution de ν_{eff} est sensiblement différente (Fig.IV.3). Il n'est pas possible de définir un instant à partir duquel les électrons sont thermalisés à la température du gaz neutre et d'autre part les variations de densité électronique ne sont pas suffisamment importantes pour qu'on puisse expliquer l'évolution de ν_{eff} en faisant intervenir les collisions électron-ion; de plus cette hypothèse entrainerait des valeurs de ν_{ei} plus de dix fois supérieures à celles prévues par la théorie de Spitzer dans le domaine de densité considéré ($10^9 < n_e < 5.10^9$) .Nous sommes donc amenés à formuler l'hypothèse que les constantes de temps de relaxation de la température électronique sont très grandes et que la température du gaz de neutres est atteinte au-delà de 5 millisecondes après le début de la post-décharge. Cette hypothèse est en conformité avec les effets obtenus lorsqu'on introduit une onde de chauffage comme nous le verrons plus loin . Malheureusement nous n'avons pas pu étudier l'évolution de la température électronique par radiométrie car le plasma se trouve être très peu absorbant alors que nous désirons mesurer de très basses température de rayonnement .De plus, la présence de métastables semble distordre la "queue " de la fonction de distribution de façon telle que la température de rayonnement est très différente de la température effective .

La thermalisation est effective à 295°K et à 77,7°K assez tôt dans la post-décharge pour que l'absorptivité soit suffisante ; nous avons pu étudier l'évolution de ν_{eff} en fonction de la pression (fig.IV .4 et 5). Lorsque cela était nécessaire ,nous avons tenu compte des interactions électron-ion.Les pentes que nous avons déterminées donnent un bon accord avec les valeurs habituellement admises et en particulier avec celles des équipes de Phelps et de Crompton . Si nous normalisons nos résultats en les exprimant pour un même nombre d'atomes par unité de volume $N_o = 3,53. 10^{16} cm^{-3}$, nous

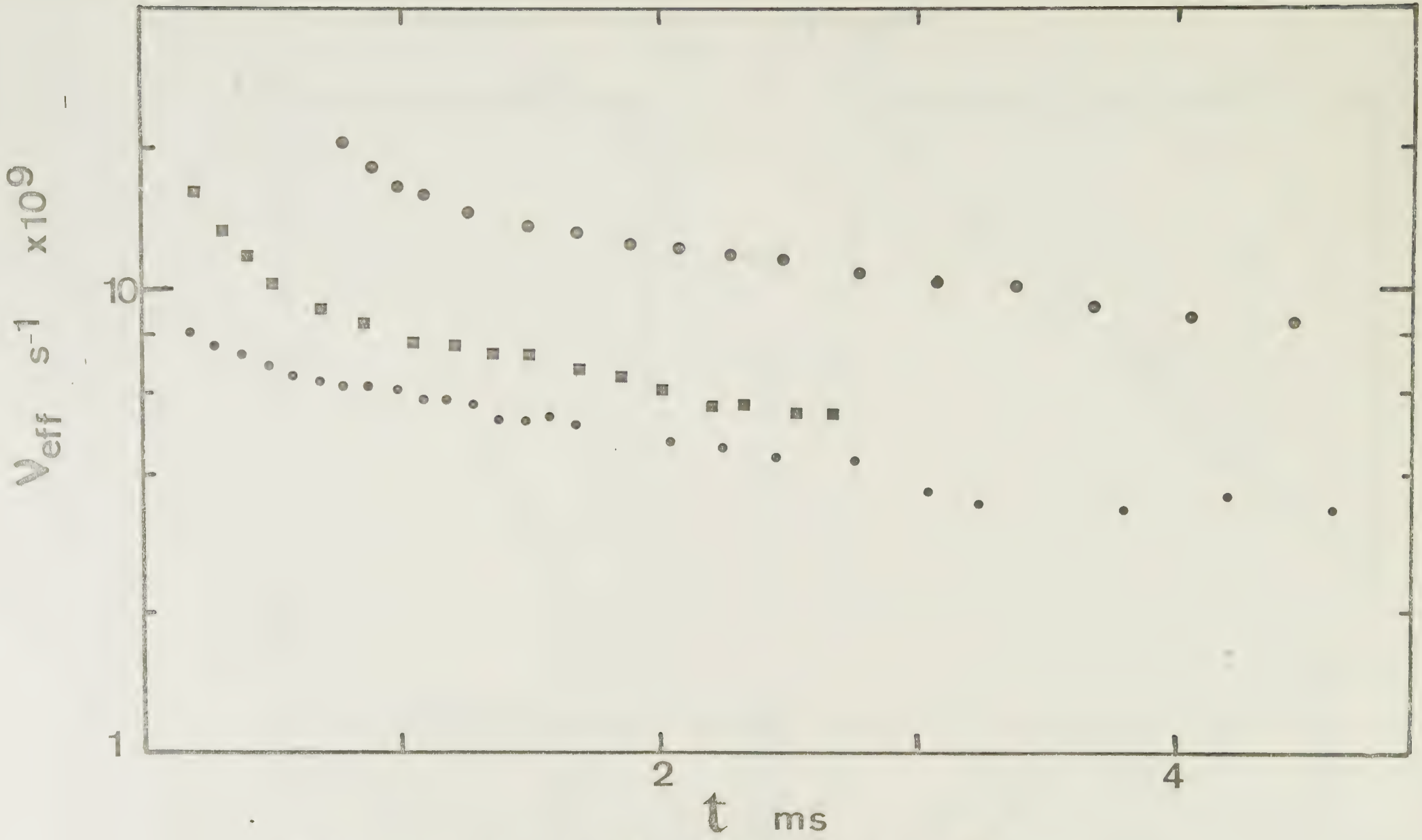


Fig.IV.3. Evolution de la fréquence de collision effective au cours de la post-décharge à différentes pressions

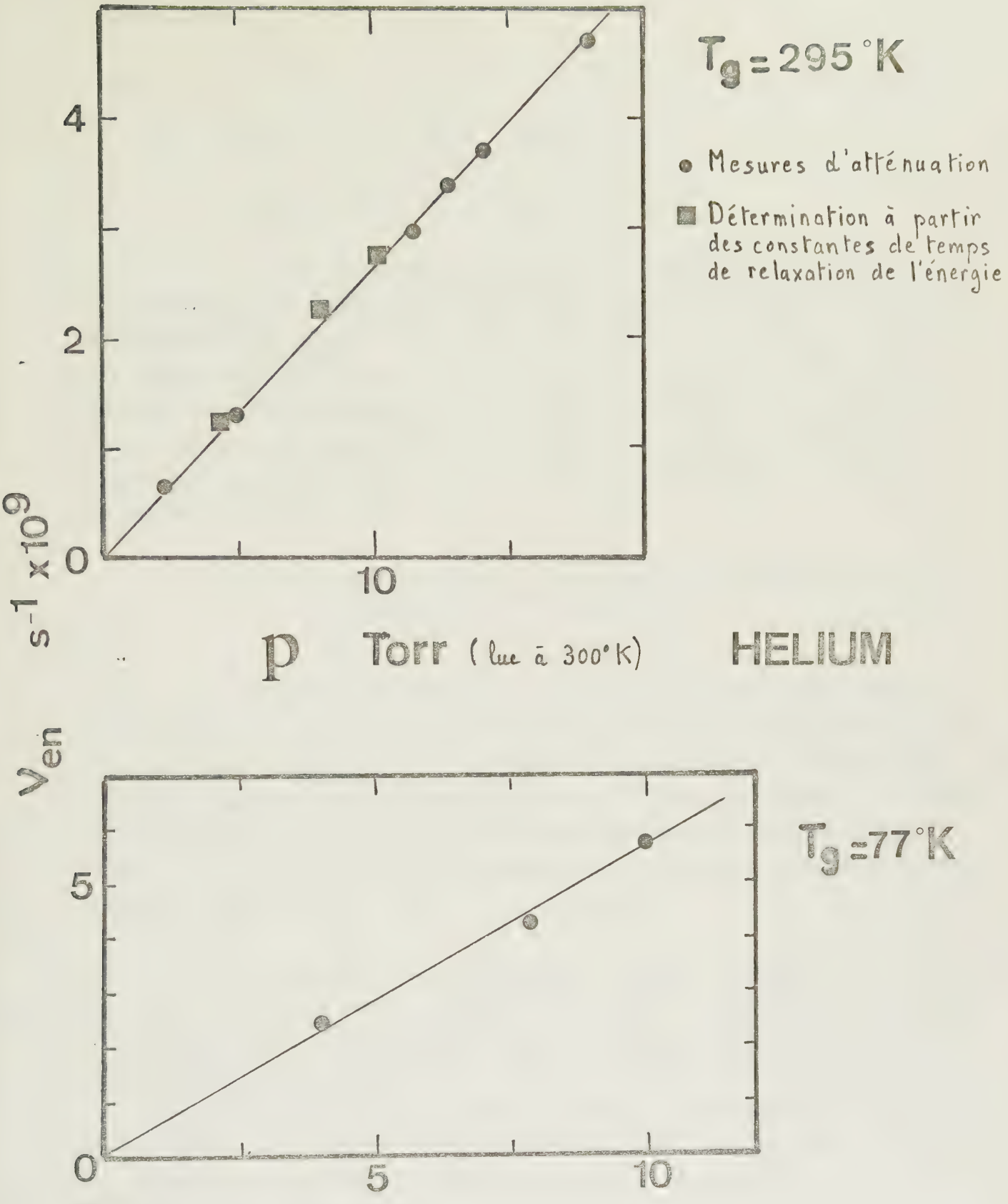


FIG IV.4 (T_g=295°K) etIV.5 (T_g=77°K)
Fréquence de collision effective électron-neutre en fonction de la pression lorsque le plasma est thermalisé.

avons :

$$< \nu_{en} > = 2{,}91 . 10^{8}\ s^{-1} \text{ pour } T_e = 295°K$$

$$< \nu_{en} > = 1{,}64 . 10^{8}\ s^{-1} \text{ pour } T_e = 77{,}7°K$$

Sur la figure IV.4 , nous avons porté aussi les valeurs de ν_{eff} déduites de la mesure de la constante de temps de relaxation de l'énergie électronique $\left[\frac{2m}{M}\ \nu_{eff}\right]^{-1}$ à la fin de l'impulsion de chauffage (⇒ III.3.2). Ces mesures sont dans leur principe différentes des mesures d'atténuation en propagation guidée .La concordance des résultata obtenus par les deux types de mesure est un point important car elle vérifie la validité ,d'une part des hypothèses faites dans l'étude de l'interaction onde-plasma et , d'autre part de nos mesures d'étalonnage .

IV.1.2- Variation de ν_{eff} en fonction de la température électronique .

D'après l'analyse faite au chapitre III ,nous pouvons calculer la relation entre la puissance microonde incidente et l'élévation de température associée. Compte tenu de l'atténuation du guide entre l'endroit où est mesurée la puissance de chauffage incidente et le tube à décharge , on calcule $K = 2{,}75°K\ mW^{-1}$; nous l'avons vérifié expérimentalement à l'aide du radiomètre (Fig.IV.6). Les points de mesure ont été obtenus à différents instants d'une post-décharge ($T_g = 295°K$; p = 10 torrs) .

Le domaine d'étude intéressant se situe évidemment au-dessous de 295°K , or ,nous avons vu que pour $T_g = 4{,}2°K$, la température électronique n'atteignait pas de régime permanent dans le domaine temporel de la post-décharge accessible aux mesures . Pour lever cette difficulté et ainsi connaitre la température électronique de départ T_{eo} lors de l'application de l'impulsion de chauffage , nous avons supposé que la section efficace σ_M pour le transfert de la quantité de mouvement n'était que peu fonction de l'énergie ,ou , en d'autres termes , la fréquence de collision effective varie comme $T_e^{1/2}$ (Equ.III.6) .Ces hypothèses sont confirmées par les mesures simultanées de ν_{eff} et de T_e au-dessus de 295°K (fig.IV.8) et par les calculs théoriques de section efficace de diffusion au voisinage de l'énergie zéro.(O'Malley 1963 , Callaway et al. 1968). Les points expérimentaux de ν_{eff}^2 en fonction des augmentations de température ΔT_e doivent se situer sensiblement sur des

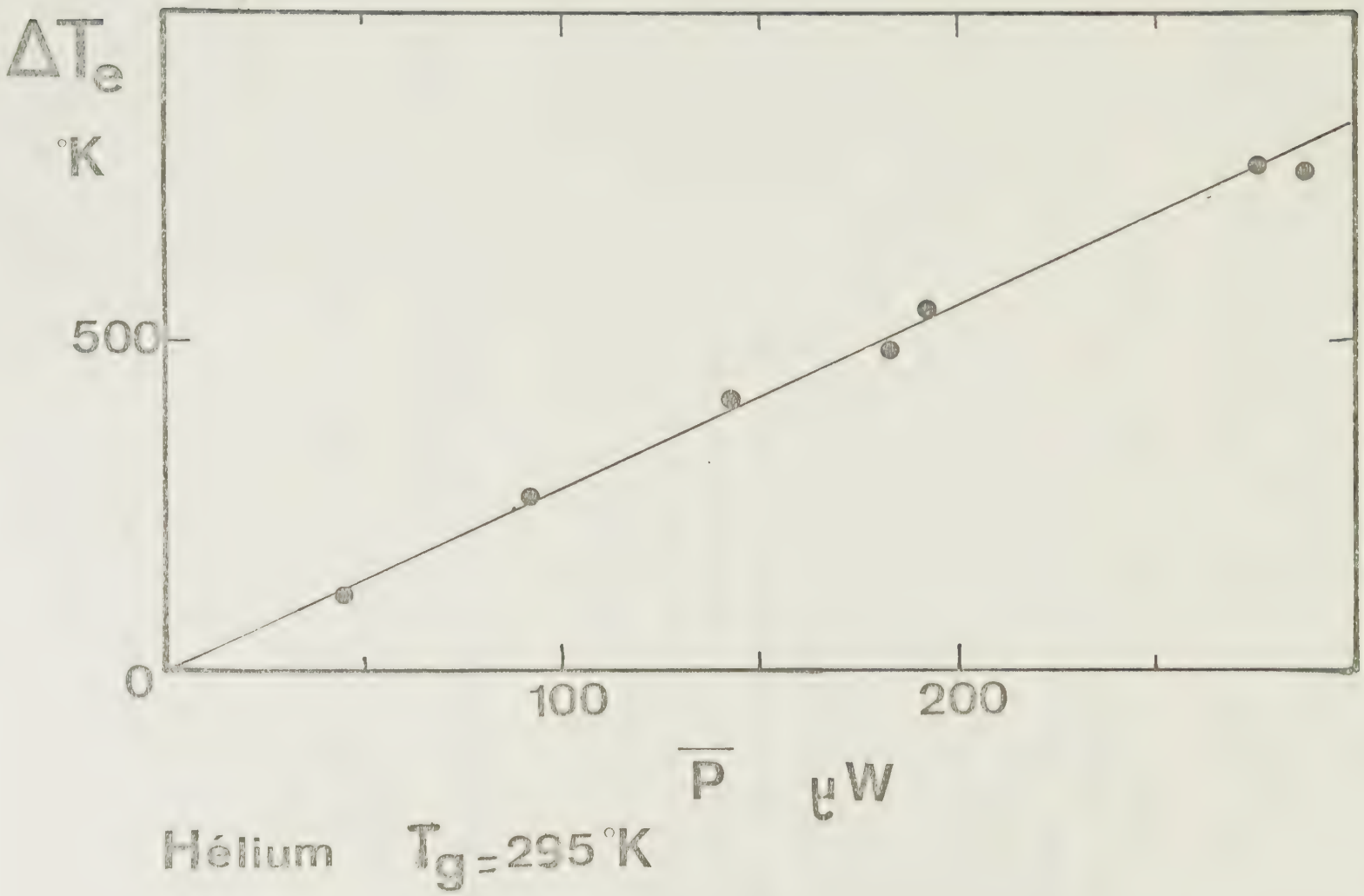


Fig.IV.6 : Comparaison des élévations de température électronique mesurées par radiométrie (●) et calculées à partir du champ E effectif (——).

droites dont la pente est proportionnelle au carré de la densité des neutres N ; l'intersection de ces droites avec l'axe ΔT_e nous fournit la température électronique non perturbée à l'instant correspondant dans la post-décharge.

Ces hypothèses sont très bien vérifiées comme le montrent les figures IV.7,a,b,c pour un large domaine de densité électronique, de densité de neutre N et de température électronique T_e. Enfin les déterminations des températures électroniques ainsi obtenues sont en bon accord avec celles déduites d'une façon similaire par des mesures de coefficient de recombinaison effectuées dans notre laboratoire par Gauthier et Delpech (1971) .

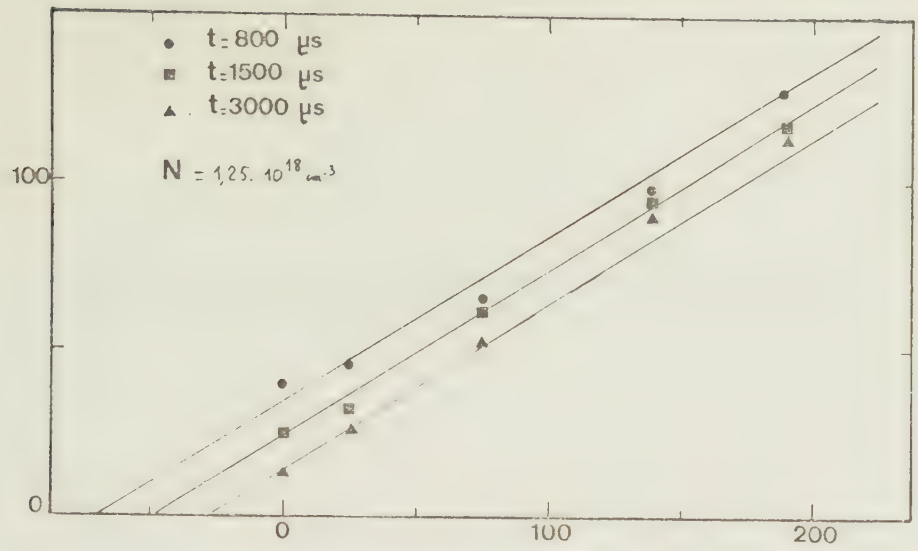
La figure IV.8 donne en coordonnées logarithmiques les valeurs expérimentales de ν_{eff} en fonction de T_e (Toutes les mesures sont normalisées à la densité de neutre $N_o = 3{,}53 . 10^{16}$ cm^{-3}). Pour chaque température électronique à $T_g = 4{,}2°K$, chaque point expérimental a été obtenu en faisant la moyenne des points de mesure de ν^2_{eff} en fonction de ΔT_e à différentes pressions et différentes densités électroniques . Pour les valeurs de T_e supérieures à 295°K , une comparaison peut être faite entre les données obtenues à $T_g = 4{,}2°K$ et 295°K ; un point expérimental résume aussi plusieurs mesures à $T_g = 77{,}7°K$ sans chauffage hyperfréquence . Il est bon de noter qu'il n'a pas été nécessaire d'ajuster les points obtenus pour différentes températures du gaz ; les échelles de température électronique ont été simplement déduites, soit des mesures directes de température , soit de l'analyse des courbes ν^2_{eff} en fonction de ΔT .Le fait que tous les points se situent sensiblement sur une droite de pente 0,5 est une confirmation de la validité de nos données et de notre interprétation .

L'ensemble de nos résultats peut être représenté entre 20°K et 600°K par l'expression analytique suivante :

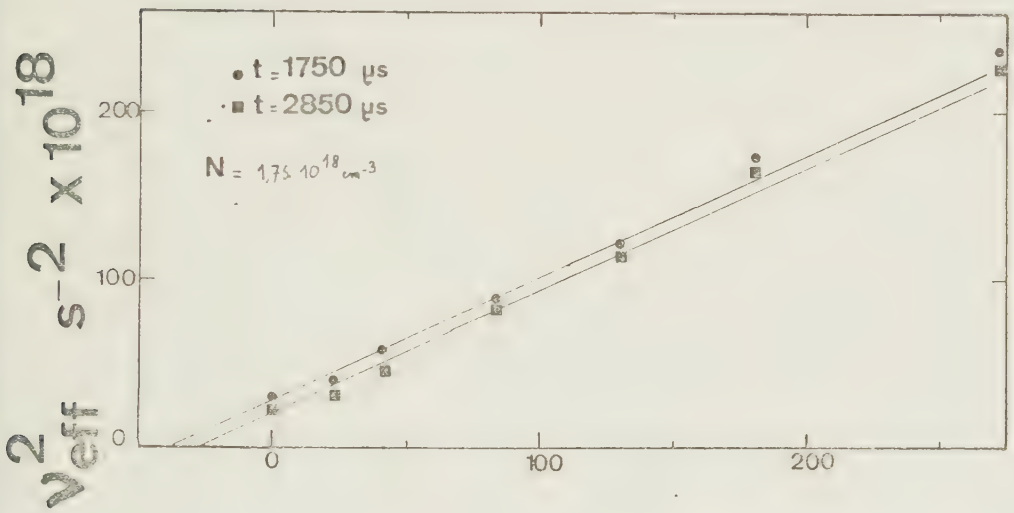
$$\nu_{eff}\ (s^{-1}) = 2{,}86 . 10^{8} . \frac{N\ (cm^{-3})}{3{,}53.10^{16}} \left[\frac{T_e(°K)}{295}\right]^{0{,}52}$$

IV .1.3 - Evolution de T_e déduite des mesures de ν_{eff} .

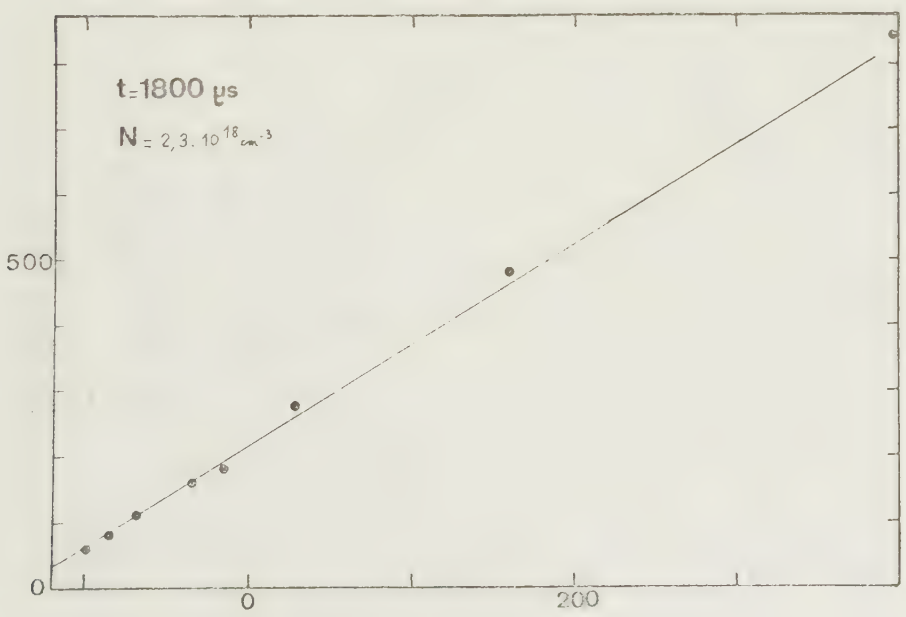
L'étude de l'évolution de la température électronique dans une post-décharge est une source de renseignements précieux sur les processus de relaxation de l'énergie . Outre la perte d'énergie électronique par colli-



Figures IV.7.
Variation du carré de la fréquence de collision effective en fonction des augmentations de température électronique à différents instants dans la post-décharge et pour diverses densités de neutres.



HELIUM
$T_g = 4,2°K$



ΔT_e (°K)

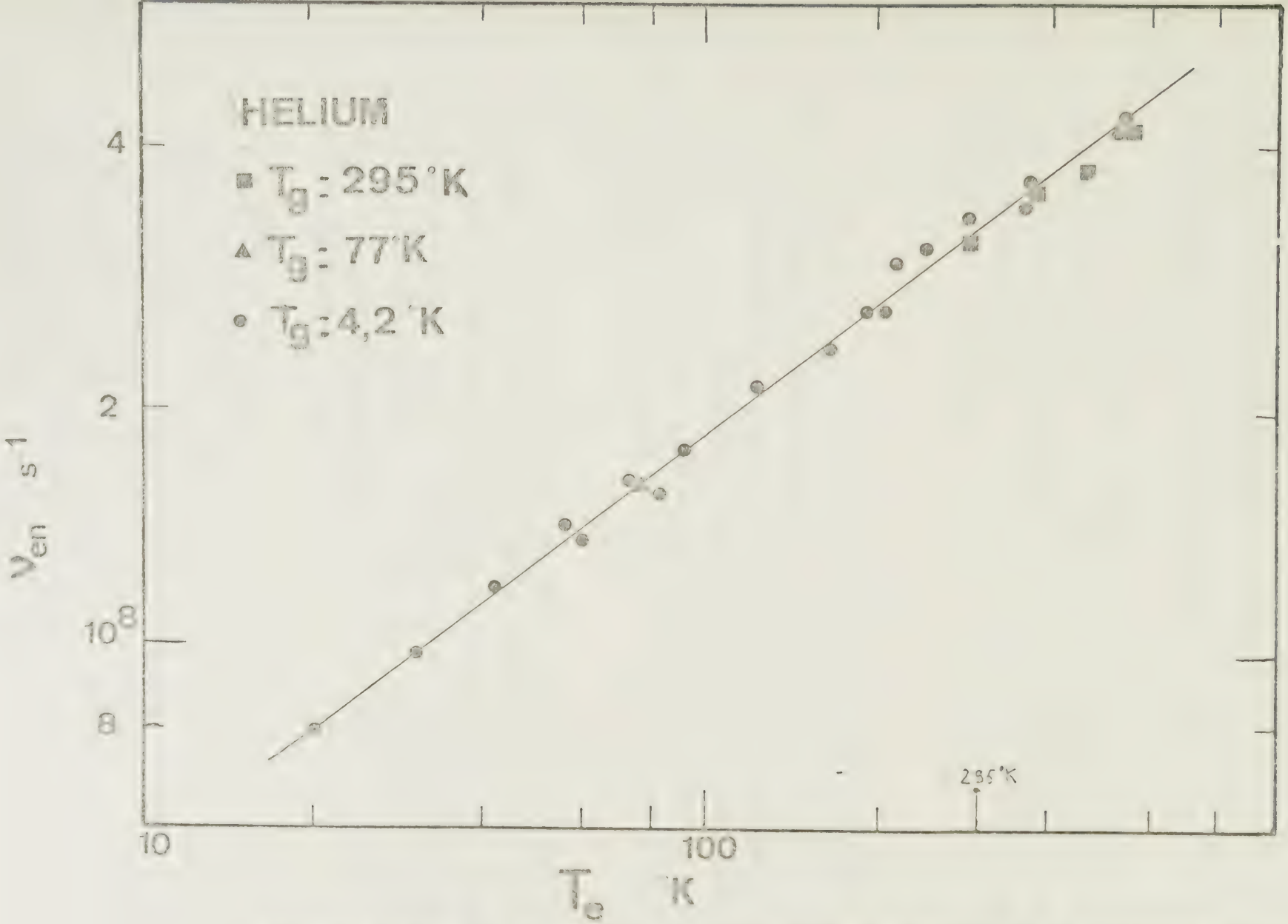


Fig.IV.8- Fréquence de collision électron-neutre en fonction de la température électronique.

sion électron-neutre qui est prépondérante dans les gaz rares , maints autres phénomènes peuvent intervenir lors d'une post-décharge : source de chaleur par collision métastable-métastable avec libération d'un électron " chaud " (Ingraham et Brown 1965) ; perte de chaleur par diffusion vers les parois ; énergie de rotation dans le cas d'ions moléculaires qu'on peut trouver dans des post-décharges d'hélium à basse température (Vauge 1972).

Avec l'étude expérimentale précédente nous avons la possibilité d'étudier la température électronique dans des conditions où les mesures radiométriques ne peuvent pas être utilisées ou lorsqu'elles donnent des résultats trop imprécis : cas de plasmas faiblement absorbants (plasmas cryogéniques , lointaine post-décharge) , cas où existent des électrons " chauds ".

C'est ainsi qu'en prenant pour échelle de température les variations de ν_{eff} en fonction de T_e dans l'hélium , nous pouvons préciser comment évolue la température dans une post-décharge d'hélium à 4,2°K . En effet, connaissant la valeur ν_{eff} à un instant de la post-décharge , nous pouvons , en nous aidant de la figure IV.8 lui faire correspondre une température électronique (fréquence de collision électron-ion toujours négligeable). Les résultats sont résumés pour différentes densités sur la figure IV.9 .

La thermalisation vers 4,2°K est extrêmement lente ; l'existence de termes de sources de chaleur apparait certaine . Elle est d'ailleurs confirmée par les études de la recombinaison dans les plasmas cryogéniques par Gérardo et Gusinow (1971). Il semble donc très difficile de pouvoir étudier des post-décharges d'hélium où la température électronique est inférieure à 10°K car la densité électronique est alors très faible (inférieure à $10^7 cm^{-3}$) et l'atténuation non mesurable .

IV.2 . NEON.

Si nous examinons l'ensemble des mesures de coefficients de transport dans le néon , nous nous trouvons dans une situation comparable à celle de l'hélium .Les mesures sont très nombreuses au-dessus de 300°K, mais il existe peu de résultats à des énergies plus faibles . Nous mentionnerons essentiellement les mesures microondes réalisées par Gilardini et Brown (1957), Chen (1964), Hoffmann et Skarsgard (1969) et surtout celles de A.G. Robertson (1972) à partir de mesures de vitesse de dérive électronique. Des mesures à des

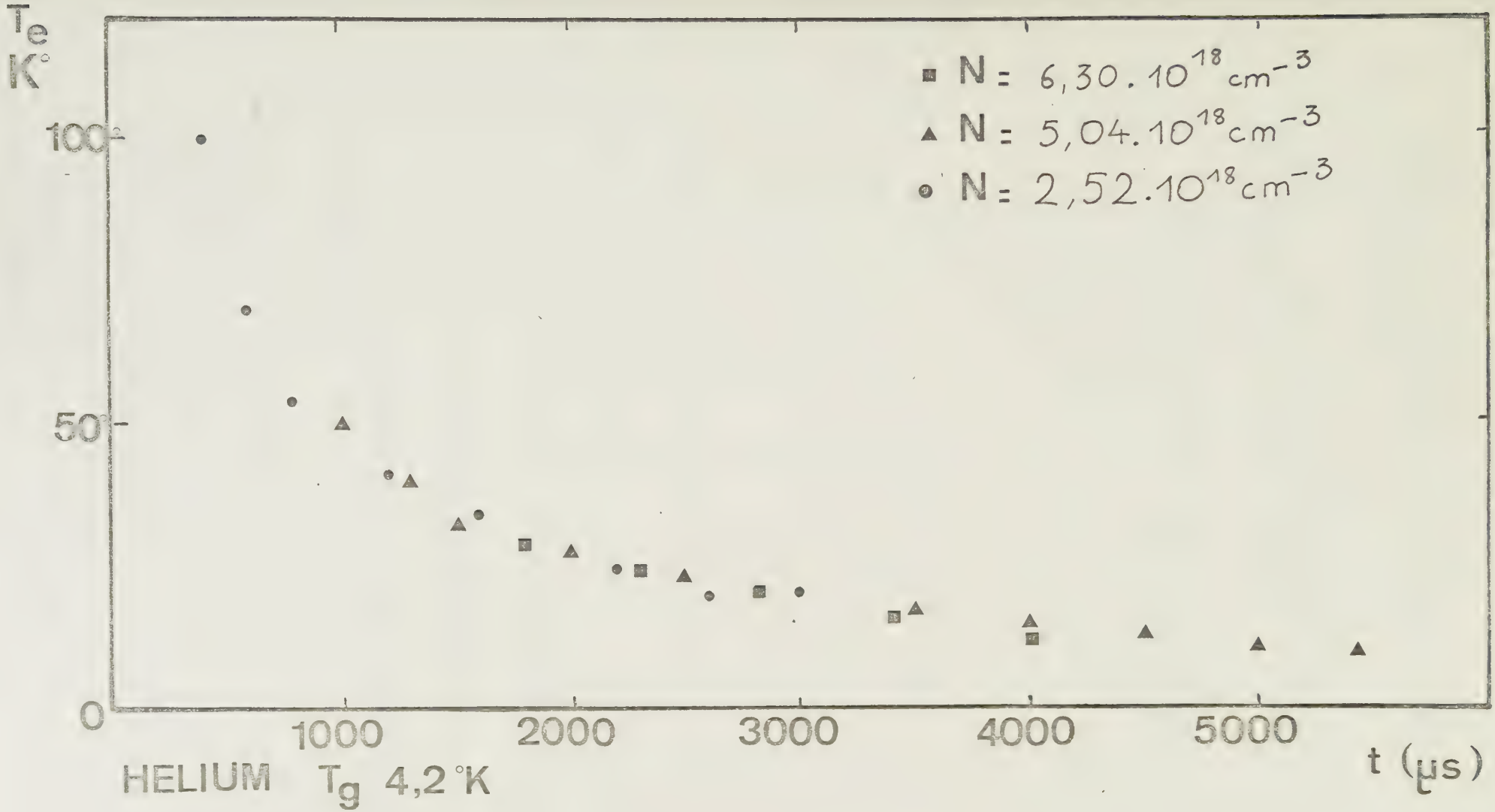


Fig.IV.9 : Evolution de la température électronique durant la post-décharge d'un plasma cryogénique, déduite des mesures de fréquence de collision effective.

températures inférieures à 300°K n'ont été réalisées que par Chen (200°K) et Robertson (77°K).

Le tableau ci-dessous résume l'ensemble des conditions expérimentales que nous avons choisies .

T_g °K	sans chauffage $N\ (cm^{-3}) \times 10^{16}$	avec chauffage $30°K < T_e < 7000°K$	
		$N\ (cm^{-3}) \times 10^{16}$	$n_e\ (cm^{-3}) \times 10^{9}$
300	15 à 100	66	de 5 à 21
		100	de 0,25 à 9
77	60 à 500	500	de 5 à 7,5
28	175 à 700	700	de 0,15 à 6

IV.2.1- Etude des post-décharges.

L'évolution de ν_{eff} au cours de la post-décharge est très différente selon que T_g = 300 , 77,7 ou 28°K .

A 300°K , le gaz d'électron est en équilibre thermique avec le gaz de neutre après 1ms .(Fig.IV.10). Ce résultat est confirmé par les mesures radiométriques (Fig.IV.11). Nous avons aussi représenté les résultats obtenus à 4,6 torrs ($N = 1,47.10^{+17} cm^{-3}$) . A cette pression et pour les densités électroniques considérées, l'effet des interactions électron-ion est important. Nous avons porté sur le même graphique la courbe obtenue lorsqu'on retranche la fréquence de collision effective électron-ion pour T_e = 295°K . Cette hypothèse de thermalisation est confirmée puisqu'on obtient pour des instants

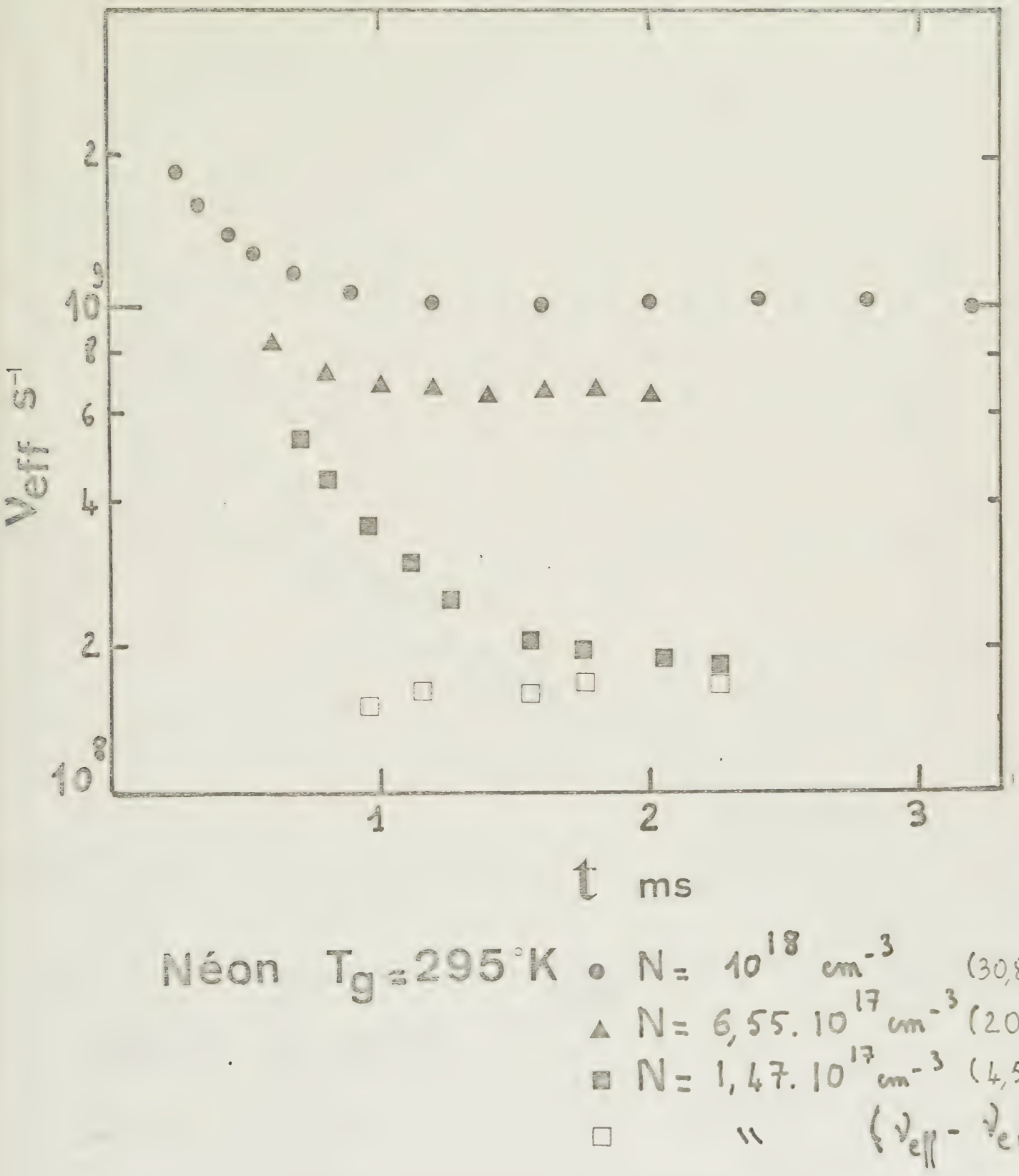


Fig.IV.10 : Evolution de la fréquence de collision effective au cours de la post-décharge; effet des collisions électron-ion à basse pression.

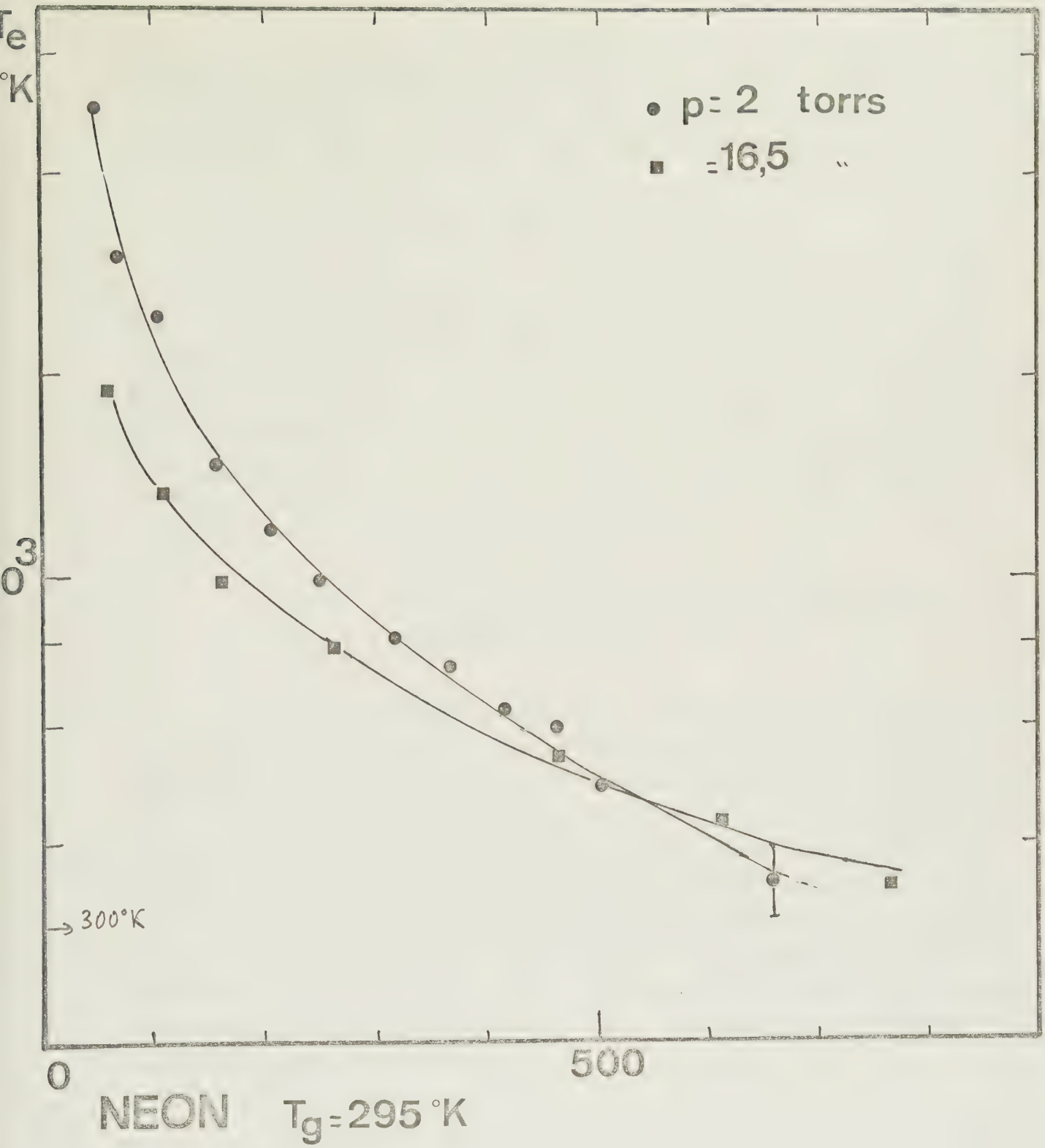


Fig.IV.11 : Evolution au cours de la post-décharge de la température électronique mesurée avec le radiomètre.

supérieurs à 1 ms une valeur constante pour la fréquence de collision effective électron-neutre. L'ensemble des valeurs de ν_{eff} dépend linéairement de la pression .Nous trouvons pour T_e = 295°K et N = $3,53.10^{+16}$ cm^{-3} :

$$< \nu_{en} > = 3,35.10^{7} s^{-1}$$

A T_g = 77,7 ou 28°K , la relaxation de T_e vers celle du gaz neutre est très lente comme le montre la figure IV.12 tracée dans le cas où T_g = 28°K . Nous n'avons presque jamais pu observer un équilibre thermique entre le gaz d'électron et le gaz du neutre . Là encore, les variations de densité électronique ne sont pas suffisamment importantes pour qu'on puisse expliquer l'évolution de ν_{eff} en faisant intervenir les collisions électron-ion. Des mesures radiométriques n'ont pas pu être réalisées pour des raisons analogues à celles rencontrées dans l'hélium .

IV.2.2- Variation de ν_{eff} en fonction de la température électronique.

Nous devons distinguer ici les mesures qui ont été faites pour T_g = 295°K et celles qui ont été réalisées à basse température. En effet les phénomènes de perte de chaleur par diffusion semblent importants dans le néon dans la limite de nos conditions expérimentales. Le calcul de l'élévation de température en mesurant la puissance microonde de chauffage est donc trop imprécis . Ceci est sans importance lorsque la température des neutres est 295°K car nous pouvons contrôler T_e par mesures radiométriques . Nous avons ainsi étudié ν_{eff} en fonction de T_e de 300°K à 7000°K pour différentes conditions expérimentales (Fig.IV.13). Nos résultats se situent sensiblement sur une droite de pente 1 en bon accord avec les résultats de Gilardini et Brown, et d'Hoffmann et Skarsgard .

Lorsque la température du gaz de neutre est à 77°K et à 28°K , il ne nous est pas possible de mesurer directement la température électronique pour des raisons déjà citées ; par ailleurs , nous avons déjà signalé qu'en l'absence de chauffage , nous n'observions pas de thermalisation effective à la température du gaz .

A partir de 77°K , nous avons mesuré ν_{eff} pour plusieurs puissances de chauffage . La figure IV.14 montre sous quelle forme se présente

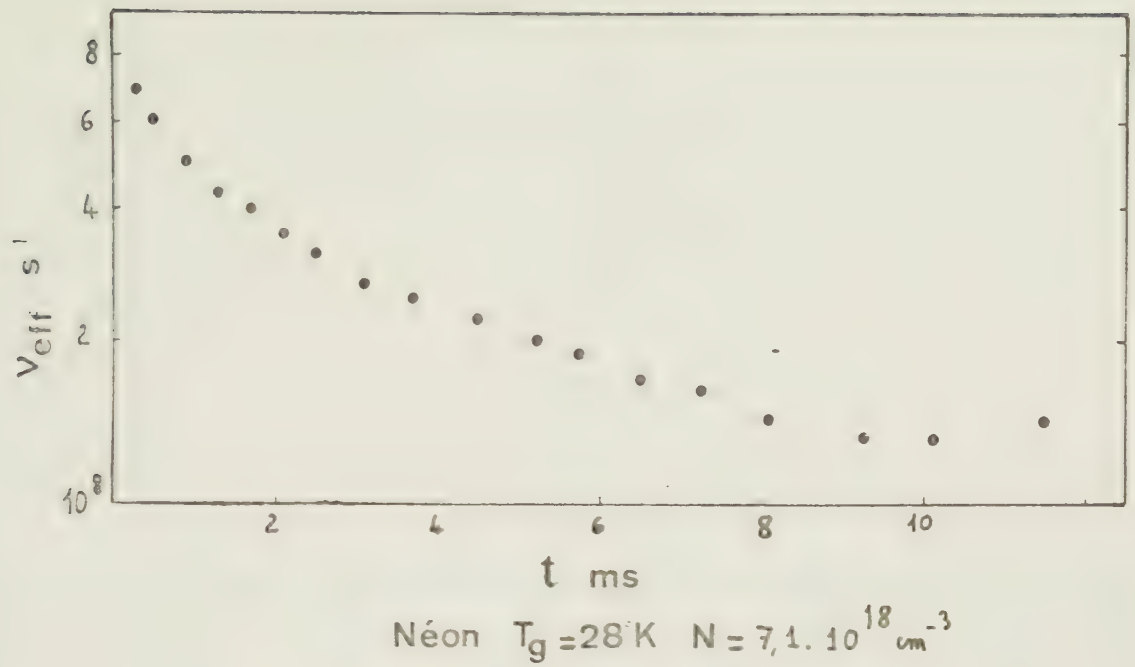
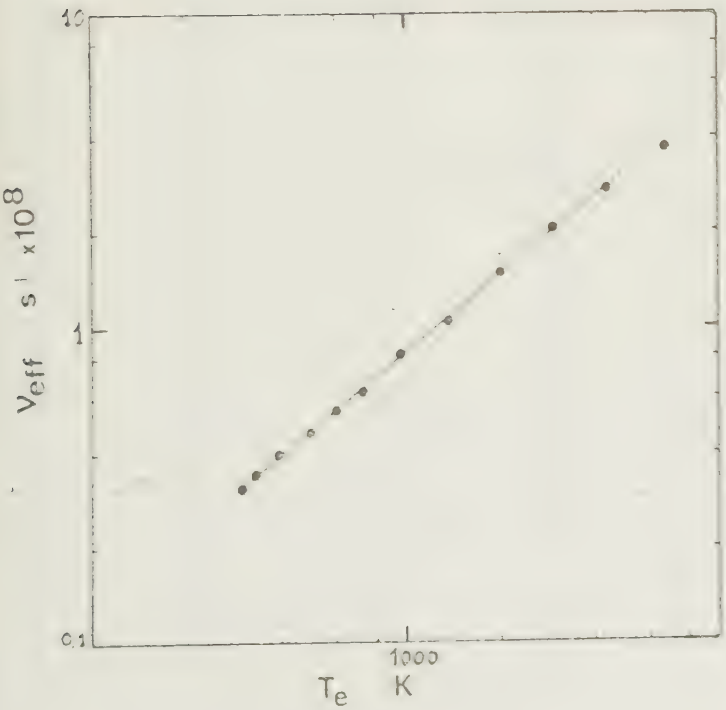


Fig.IV.12 : Evolution de la fréquence de collision effective durant la post-décharge.



Néon
T_g=295°K

Fig.IV.13 : Variation de la fréquence de collision effective électron-neutre pour des températures électroniques supérieures à 300°K.

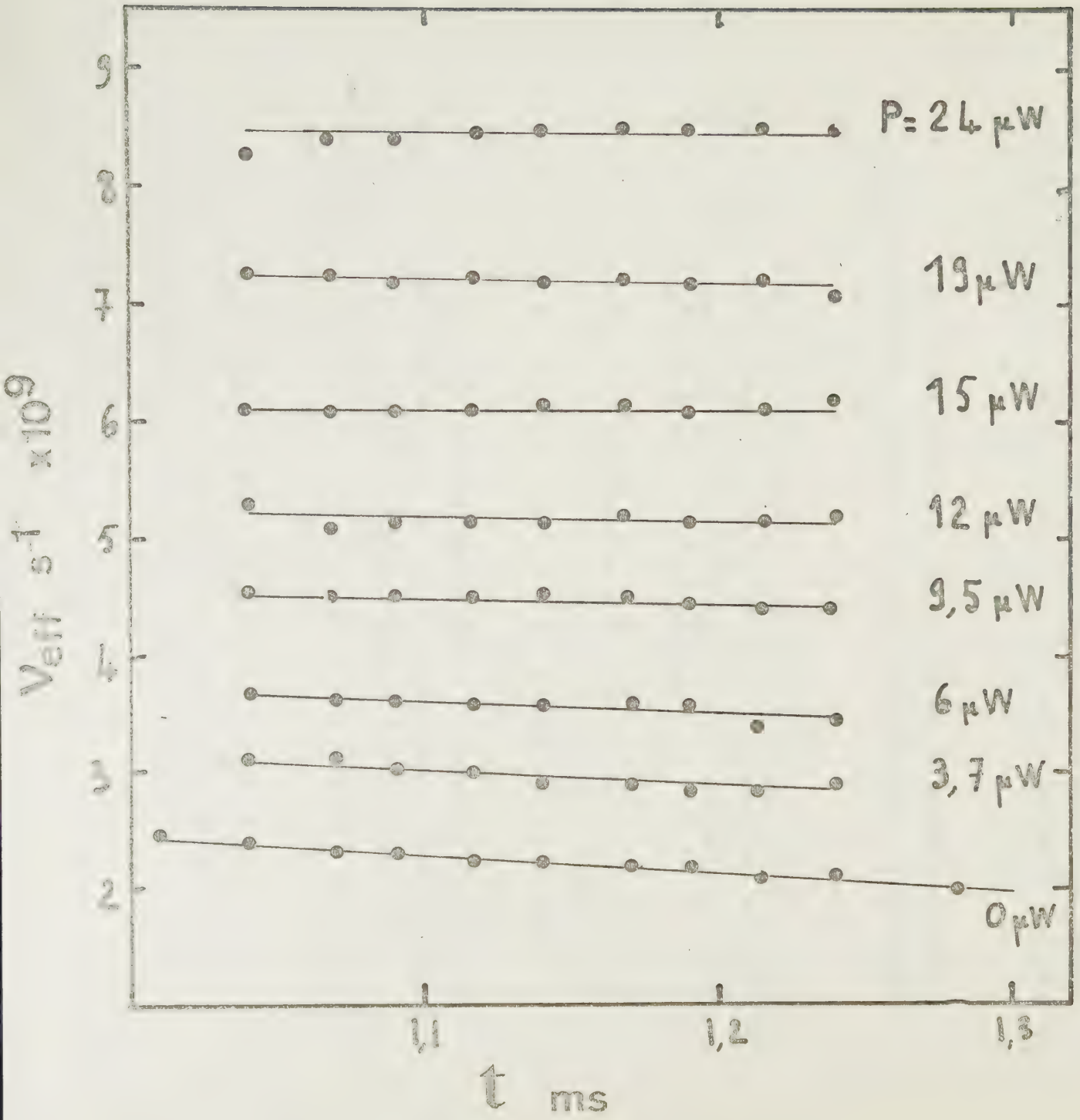


Fig.IV.14 : Evolution de la fréquence de collision effective au cours d'une impulsion de chauffage et pour diverses puissances de chauffage.

les résultats que nous cherchons à interpréter . La variation de ν_{eff} est toujours monotone croissante en fonction de la puissance de chauffage. Nous commençons par choisir des puissances telles que les valeurs de ν_{eff} trouvées correspondent à des températures électroniques comprises entre 300°K et 700°K . Ces valeurs de températures $(T_e)_{mes}$ sont obtenues en comparant les valeurs de ν_{eff} mesurées pour T_g = 77,7°K avec celles pour T_g = 295°K . Pour chacune de ces mesures ,on peut écrire les relations :

$$(T_e)_{mes} = T_{eo} + (\Delta T_e)_{eff} \quad \text{et} \quad (\Delta T_e)_{eff} = K'P$$

K' est le nouveau coefficient qui relie la puissance microonde P à l'élévation de température effective . On trouve $K' = 22°K(mW)^{-1}$. T_{eo} est la température électronique non perturbée à l'instant de mesure dans la post-décharge ; elle est constante à 10% près pour des mesures effectuées au même instant dans la post-décharge . Aux instants de chauffage choisis $T_{eo} \simeq 100°K$.

Nous avons maintenant une échelle de température en fonction de la puissance microonde à partir de laquelle nous déduisons les variations $\nu_{eff} = f(T_e)$ pour $T_e > 100°K$.

De façon identique,pour T_g = 28°K ,nous envoyons des puissances de chauffage suffisantes pour que les valeurs de ν_{eff} mesurées correspondent à des températures supérieures à 100°K . De plusieurs mesures de ce type , on déduit un nouveau coefficient $K'' = 6,8°K(mW)^{-1}$ et T_{eo}.

Pour $N = 7,7.10^{18} cm^{-3}$ on a T_{eo} = 90°K pour t = 3300µs.
" " " " " " T_{eo} = 60°K pour t = 5000µs.
" " " " " " T_{eo} = 30°K pour t = 7500µs.

Ces déterminations faites, nous avons réalisé un grand nombre de points de mesure entre 30 et 100°K, soit en utilisant des impulsions de chauffage , soit en chauffant faiblement pendant toute la post-décharge. La dispersion des résultats obtenus est faible et les points de la figure IV.15 représentent la moyenne de ces résultats.

La courbe peut être approximée par le polynôme :

$$\nu_{eff} = 0,766 < u >^{0,5} + 7,44 < u > - 3,77 < u >^2$$

pour $30°K < T_e < 7000°K$. $< u > = kT_e$; $\nu_{eff} \times 10^8 \ s^{-1}$

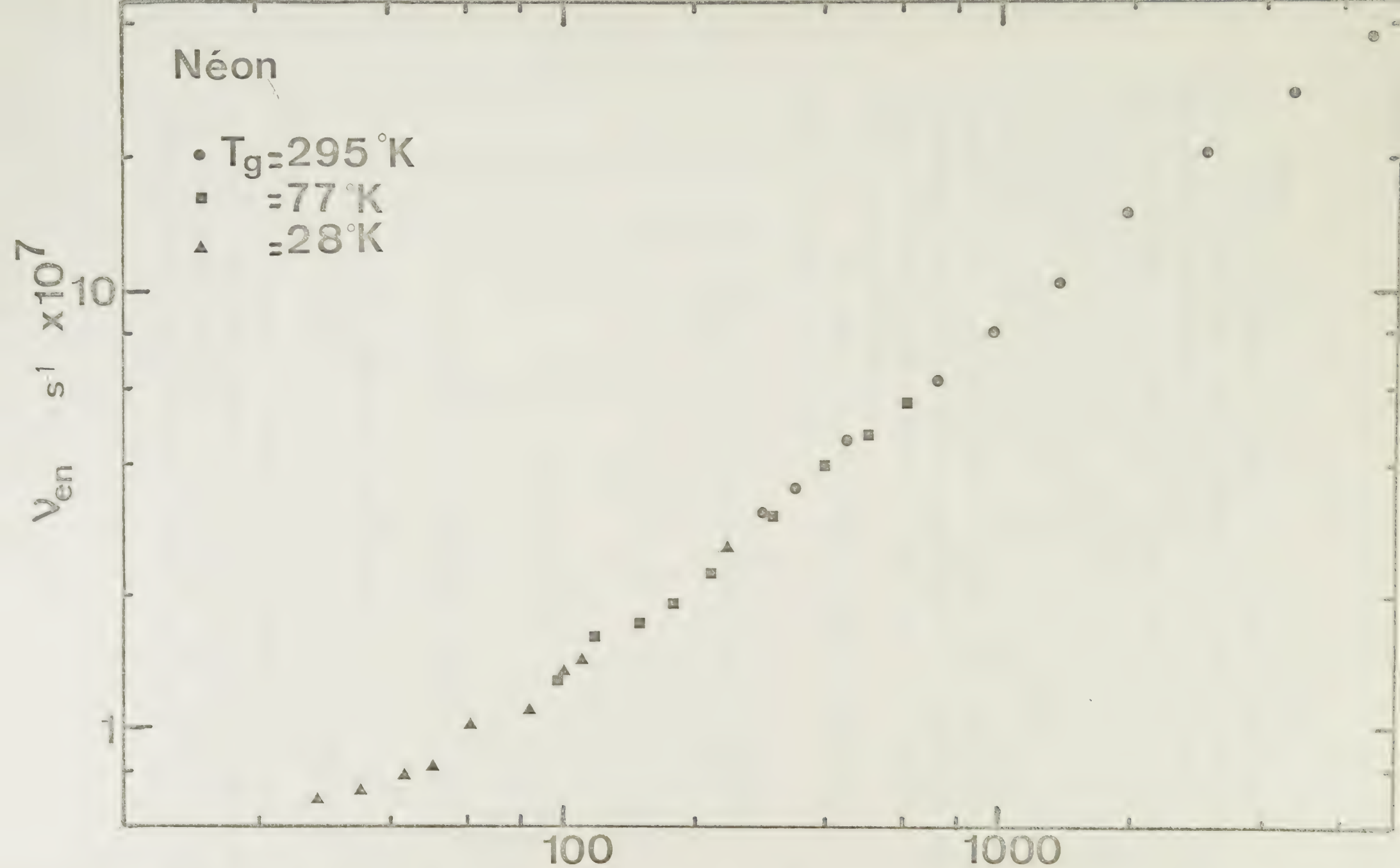


Fig.IV.15 : Fréquence de collision effective électron-neutre en fonction de la température électronique à partir de 30°K.

IV.3- ARGON .

A la différence de l'hélium , les mesures de coefficient de transport de l'argon sont très peu nombreuses . Or, pour des températures électroniques comprises entre 300°K et 5000°K, la section efficace σ_M présente un minimum Ramsauer ; il n'existe à notre connaissance qu'une seule étude expérimentale de σ_M de part et d'autre du minimum ; elle est due à Frost et Phelps (1964) à partir de la détermination expérimentale des vitesses de dérive par Pack et Phelps (1961) et des énergies caractéristiques par Warren et Parker (1962). Nous pensons que c'est la très faible absorptivité hyperfréquence présentée par l'argon au voisinage du minimum Ramsauer qui a empêché l'utilisation de méthodes microondes. Grâce à la présence simultanée d'un ensemble expérimental très sensible destiné aux mesures interférométriques et radiométriques, nous avons pu procéder à l'étude complète de l'évolution de ν_{eff} en fonction de T_e au voisinage du minimum Ramsauer .

Le tableau ci-dessous résume l'ensemble des conditions expérimentales que nous avons choisies.

T_g °K	sans chauffage p (torr)	avec chauffage $300°K < T_e < 4500°K$	
		p (torr)	n_e (cm^{-3}) x 10^9
300	2 à 20	20	de 4,3 à 8,5
		10,2	de 10 à 15

IV'.3.1 - Etude de la post-décharge.-

Le gaz de neutre est toujours à 295°K pour l'ensemble des expériences.

La figure IV 16 résume l'ensemble des résultats obtenus sans chauffage à différentes pressions . L'évolution de ν_{eff} avec le temps inclut les interactions électron-ion . La forme de ces courbes peut s'expliquer simplement, si on utilise les mesures radiométriques présentées sur la figure IV.17.

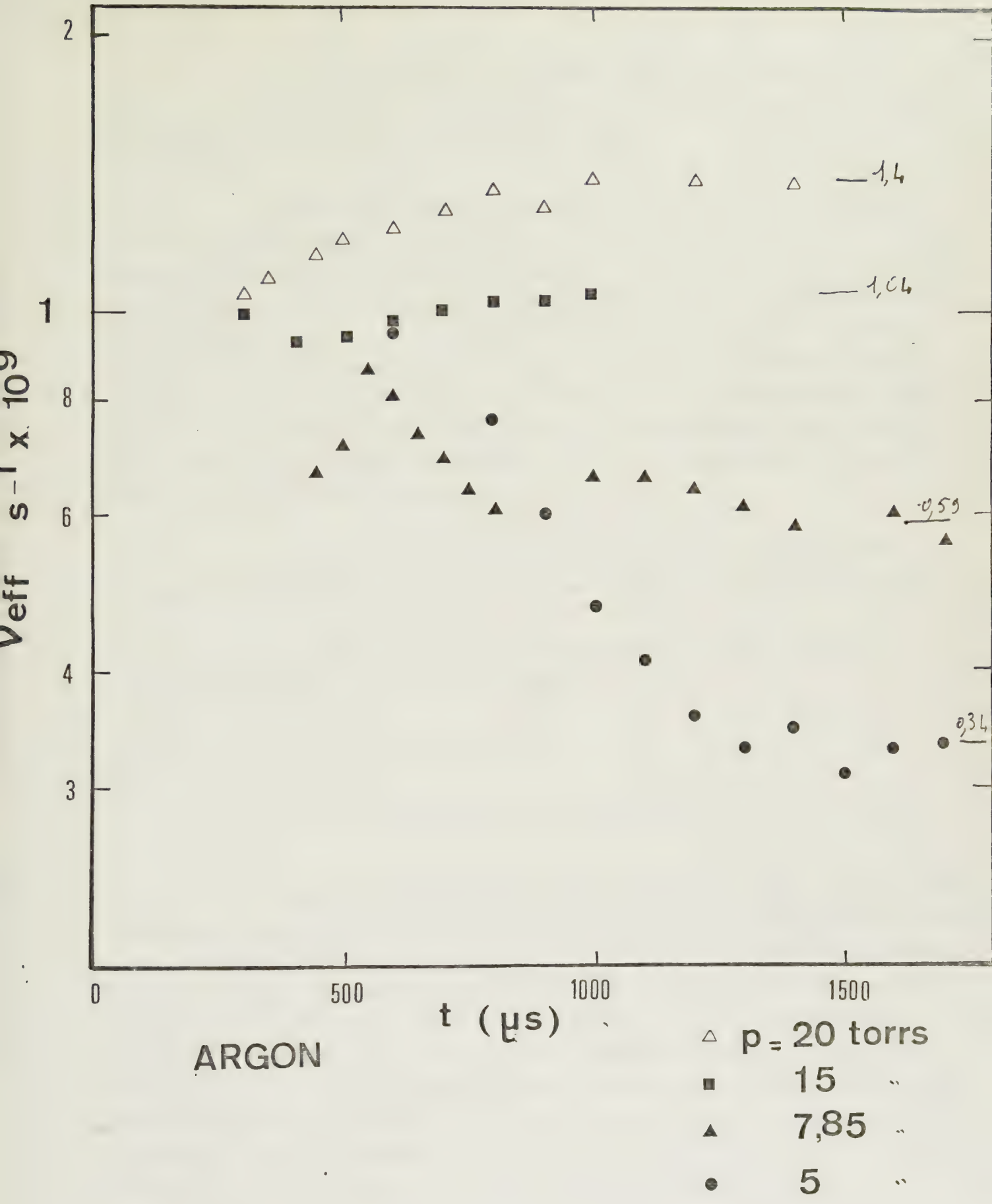


Fig.IV.16 : Evolution de la fréquence de collision effective au cours de la post-décharge.

Le régime thermalisé est atteint rapidement à forte pression. Les interactions électron-ion sont négligeables . La diminution de ν_{eff} dans la proche post-décharge est due à l'effet Ramsauer .

A plus basse pression les interactions électron-ion sont importantes. A 5 torrs entre 500 et 1000 µs ,elles sont même prépondérantes. Connaissant avec précision l'instant à partir duquel le gaz d'électron est en équilibre avec le gaz de neutre , nous avons mesuré la fréquence de collision effective électron-ion à 5 torrs pour des densités électroniques comprises entre $4,5.10^{9}$ et $8.10^{10} cm^{-3}$. L'étude détaillée qui tient compte de la distribution radiale de densité électronique est réalisée en Annexe II . Il est important de constater que les valeurs obtenues dans le cas d'un gaz faiblement ionisé sont en bon accord avec les théories classiques . C'est une justification de l'expression (I , 18) que nous avons prise pour ν_{ei} .

A 7,85 torrs , l'évolution de ν_{eff} est due d'abord à l'effet Ramsauer : croissance de ν_{eff} avec le temps , puis aux interactions électron-ion .

Ces différentes valeurs donnent pour $N_o = 3,53. 10^{16} cm^{-3}$ et pour une température électronique de 295°K :

$$< \nu_{eo} > = 7,47 .10^{7} \ s^{-1}$$

IV.3.2- Evolution de ν_{eff} en fonction de T_e .

Lors de l'introduction de l'impulsion de chauffage , deux précautions supplémentaires doivent être prises par rapport aux expériences effectuées dans l'hélium ; elles sont toutes les deux dues à la grande valeur de la constante de temps de relaxation de l'énergie $\left[\frac{2m}{M} \nu_{eff}\right]^{-1}$ .Nous sommes dans le cas signalé au paragraphe I.3.5 où le rapport τ_{en} / τ_D est grand devant 1 . Il faut donc conserver le terme de perte supplémentaire par diffusion dans l'équation I.20 . A l'aide des grandeurs expérimentales mesurées, on peut résoudre numériquement l'équation I.21 et justifier la forme des courbes $\Delta T_e = f(P)$ déterminées expérimentalement (Fig.IV.18).(En annexe III ,nous montrons les résultats dans le cas du xénon où les phénomènes sont analogues). La droite en trait plein a pour pente le coefficient théorique K. Nous nous sommes donc , pour les mesures qui vont suivre , placés à 20 torrs afin de pouvoir négliger le terme de diffusion .

Ramsauer : croissance de ν_{eff} avec le temps , puis aux interactions électron-

A 7,85 torr , l'évolution de ν_{eff} est due d'abord à l'effet

tation (I , 13) que nous avons prise pour ν_{ei} .

pon accord avec les théories classiques . C'est une justification de l'emploi

tater que les valeurs obtenues dans ce cas d'un gaz fortement ionisé sont en

de certes électrique par relation en Annexe I . Il est important de remar-

et $8,1 \cdot 10^{-3}$, l'énergie d'ionisation qui tient compte de la recombinaison

avec le gaz de neutre , nous avons besoin de l'expression de collision relative

sant avec négligeant l'ionisation à petite énergie de vue d'électron ... effective

temps. A 5 torr cette β_m est ... Mais elles sont comparables ... aussi

Le processus électron-ion est négligeable . La disparition de ν_{ei} dans

la proche post-décharge est due à l'effet Ramsauer .

A plus basse pression les interactions électron-neutre ... deviennent

IV.3,2- Evolution de ν_{eff} en fonction de T_e .

Lors de l'introduction de l'impulsion de ionisation , deux phénomènes

trois supplémentaires doivent être prises par rapport aux expériences ... étudiées

dans l'hélium ; elles sont toutes les deux dues à la grande valeur de la cons-

tante de temps de relaxation de l'énergie $\frac{1}{\nu_{en}} \sqrt{\frac{2m}{M}} \nu_{eff}^{-1}$. Nous commençons par

cas signalé au paragraphe I.3.5 où le rapport $r_{en} = \nu_{en} / \nu_p$ est grand devant 1 .

Il faut donc considérer le terme de perte supplémentaire dû aux collisions ...

l'équation I 20 . A l'aide des grandeurs expérimentales mesurées, on peut ... résoudre

numériquement l'équation I.47 et modifier la forme des courbes $T_e = f(\varepsilon)$

tenant compte de ce cas ... (cf chap IV.1V) . Un tel ...

...

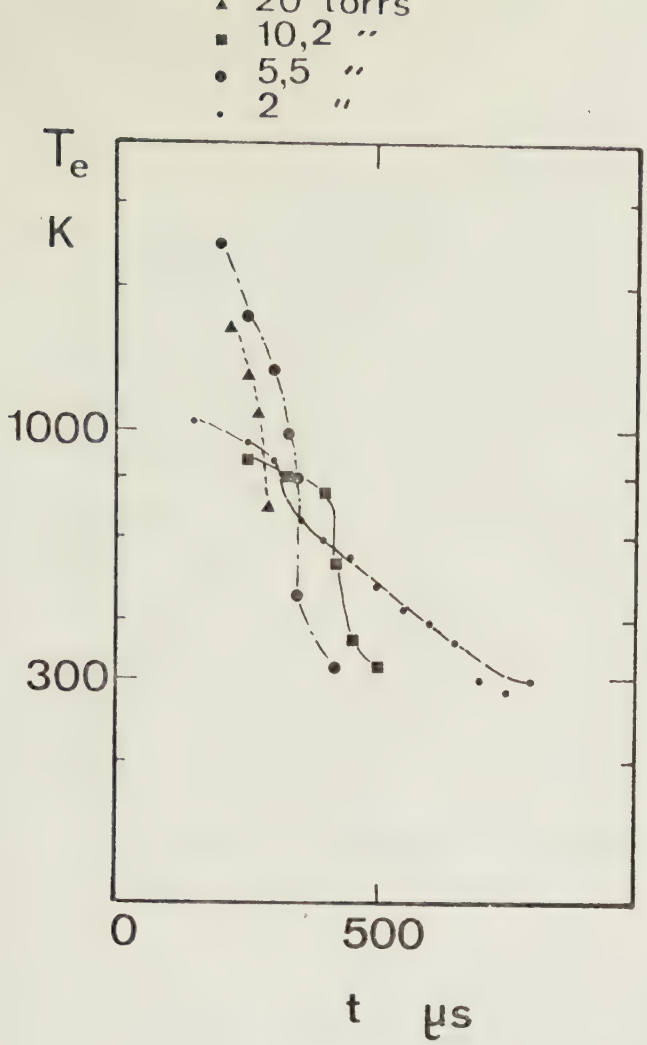


Fig.IV.17 Evolution de la température électronique au cours de la post-décharge déduite de mesures radiométrique

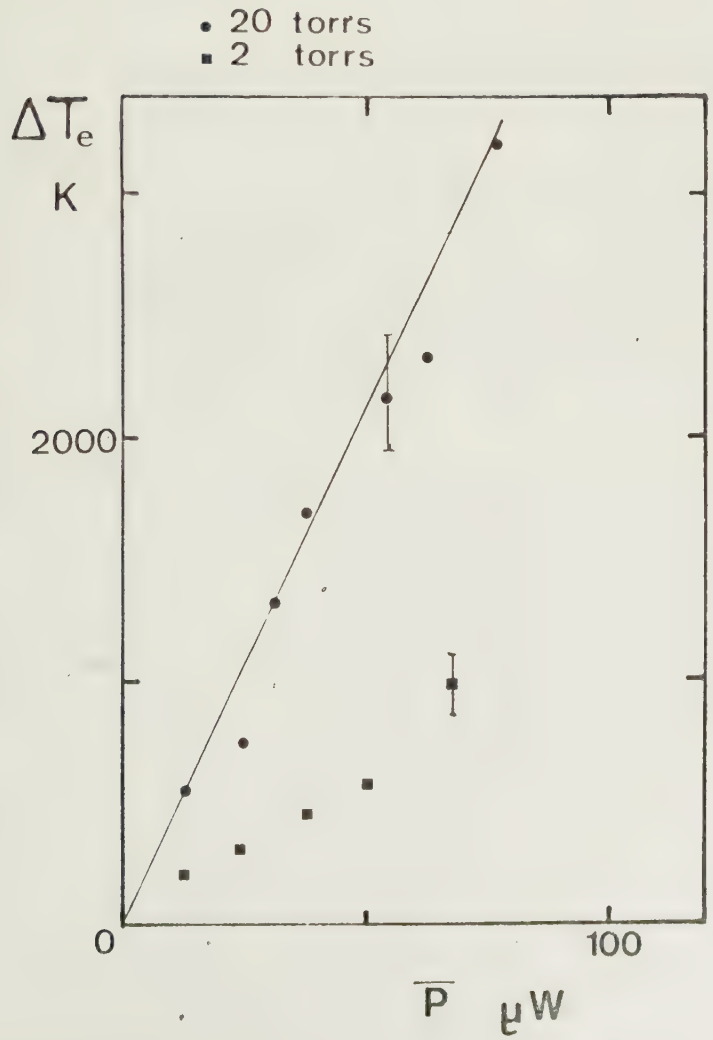


Fig.IV.18 : Mesures de l'élévation de température électronique en fonction de la puissance de chauffage. Effet du refroidissement par diffusion à faible pression. (—) courb théorique.

Toujours à cause de la grande valeur de la constante de temps de relaxation de l'énergie , de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes, nous sommes conduits à introduire des impulsions de chauffage d'une durée supérieure à 200 µs. Les mécanismes de perte des porteurs de charge sont modifiés. On peut ainsi avoir des variations de 100 % de la densité électronique entre plasma perturbé et plasma non perturbé au même instant dans la post-décharge. Sur la figure IV 19, nous avons représenté les régimes transitoires dans l'argon à 20 torrs . La figure I9a représente la transmission de l'onde de sonde qu'on peut observer sur l'écran de l'oscilloscope. La figure 19b représente l'évolution de la densité électronique. Sa décroissance est plus rapide lors du chauffage ce qui prouve qu'on est en régime de diffusion ambipolaire. Sur la figure 19c , on observe l'évolution de ν_{eff} .On observe le passage du minimum de Ramsauer 20 µs après le début et 50 µs après la fin de l'impulsion de chauffage . Le régime permanent n'est atteint que 180 µs après le début de la perturbation .

L'évolution de ν_{eff} en fonction de la température dans le domaine où l'argon présente l'effet Ramsauer est présentée sur la figure IV.20.

Les résultats sont normalisés à une pression de 1 torr et sont la moyenne de plusieurs mesures pour différentes conditions expérimentales.

ν_{eff} prend la valeur minimum de 3,6. 10^7 s^{-1} pour une température électronique de 1050°K . Bien qu'à cette température les valeurs de fréquence de collision électron-ion soient faibles ($\nu_{ei} \simeq 10^7$ pour $n_e = 10^{10} cm^{-3}$) nous avons cependant vérifié que la valeur du minimum était indépendante de la densité électronique . Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous .

p (torr)	10,2		20	
$n_e \times 10^9$ (cm^{-3})	12,5	25	4,4	5,5
$\nu \times 10^7$ (s^{-1})	0,35	0,35	0,36	0,37

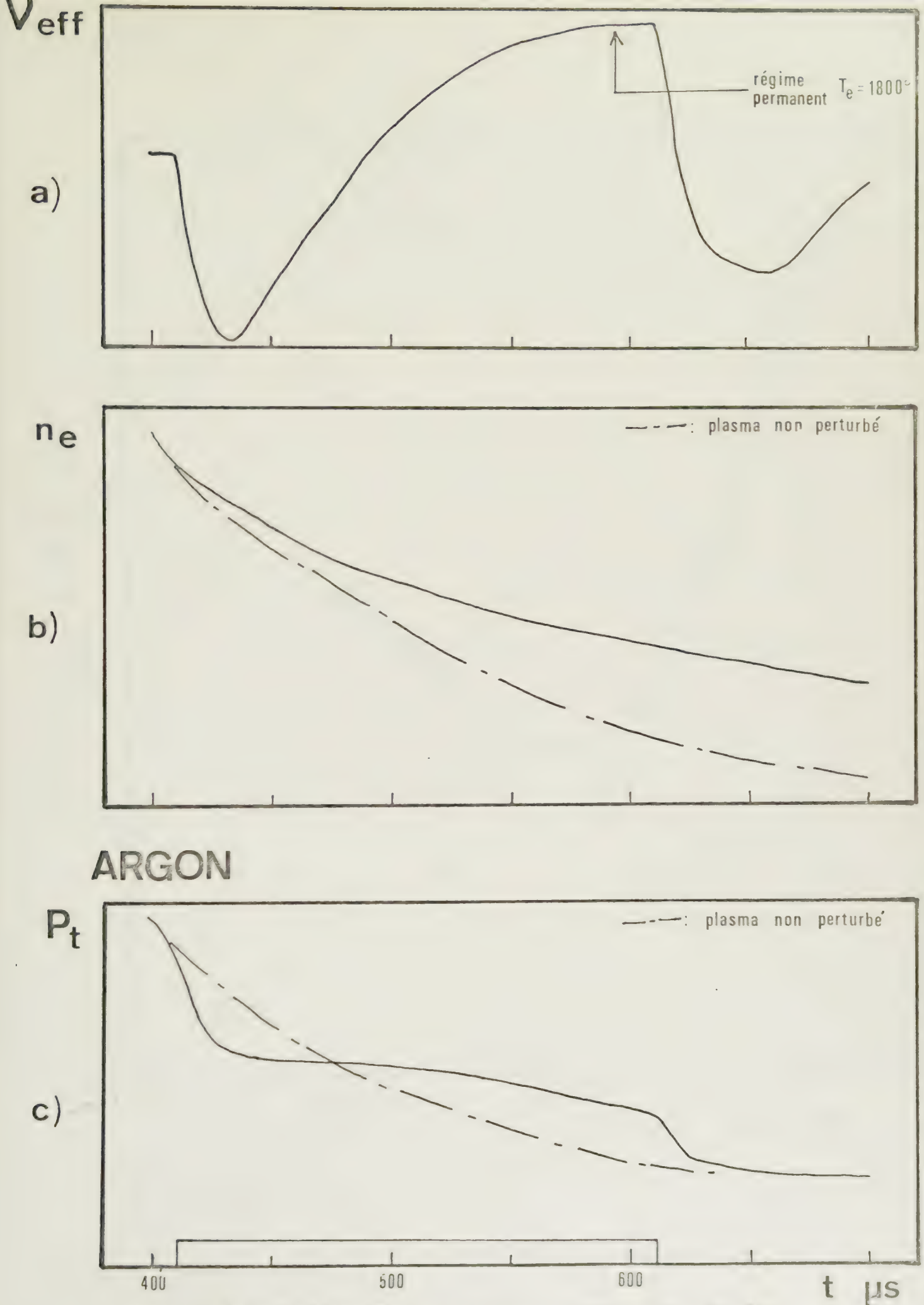


Fig.IV.19:Evolution de la puissance transmise, de la densité électronique et de la fréquence de collision effective au cours d'une impulsion de chauffage.

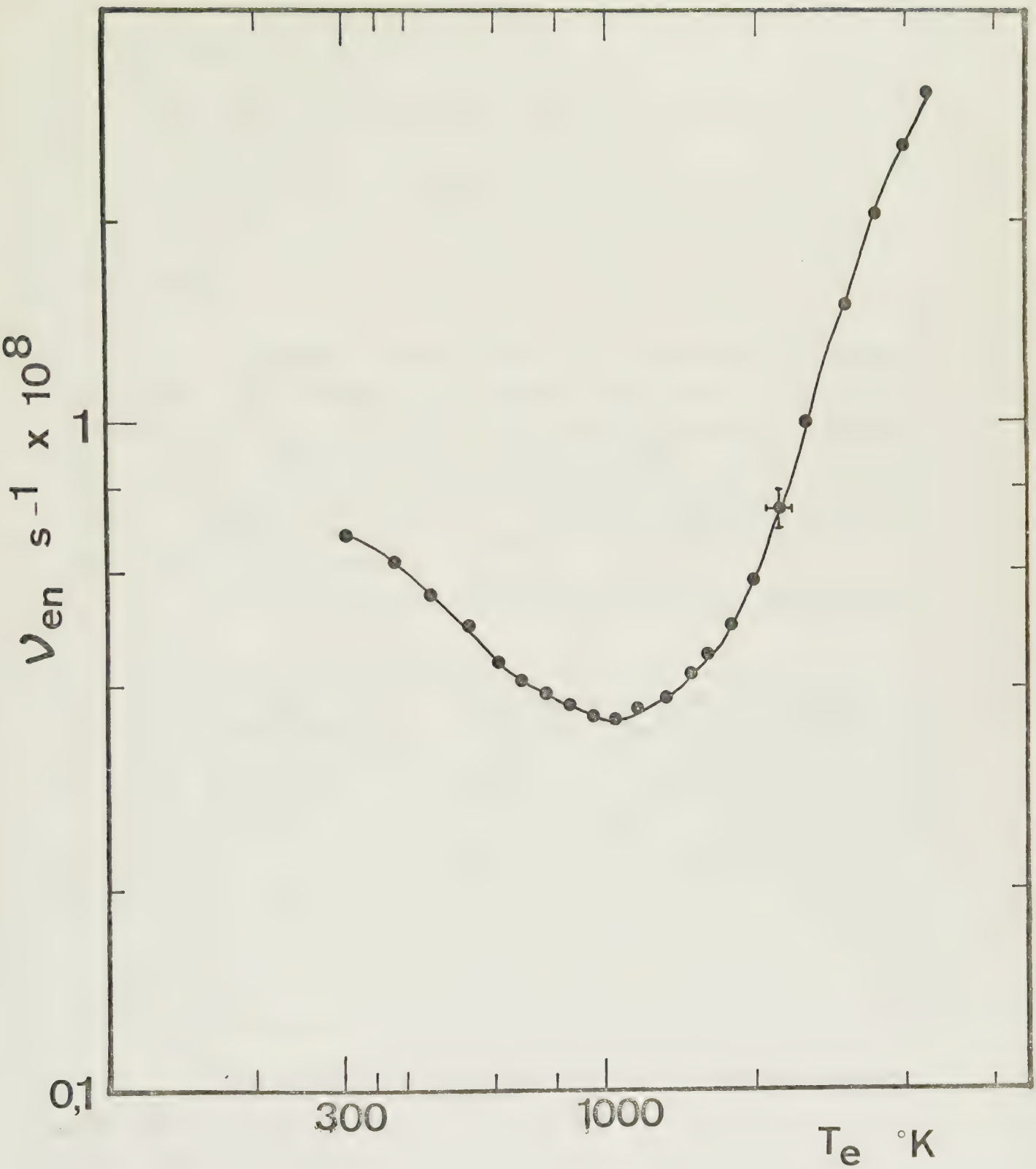


Fig.IV.20 : Variation de la fréquence de collision effective électron-neutre en fonction de la température électronique.

La courbe peut être approximée par le polynôme suivant entre 300°K et 4500°K :

$$\nu_{eff} = 1{,}88 \langle u \rangle^{0,5} + 2{,}44 \langle u \rangle - 58{,}6 \langle u \rangle^2 + 285 \langle u \rangle^3 + 377 \langle u \rangle^4$$

avec $\langle u \rangle = kT_e$ en eV et ν_{eff} en 10^8 s^{-1}.

IV-4 -XENON .

Lorsque ce gaz est ionisé , il se prête bien aux mesures microondes , car il présente une atténuation importante . L'étude de la fréquence de collision effective a été réalisée par Hoffmann et Skarsgard (1969) avec une cavité microonde entre 300 et 6400°K ,domaine où le gaz présente le minimum Ramsauer . Avec une technique de propagation guidée , Chen (1963) a déterminé l'évolution de ν_{eff} pour des températures électroniques comprises entre 200 et 600°K .

Le tableau ci-dessous résume nos conditions expérimentales.

T_g °K	sans chauffage p (torr)	avec chauffage 300°K T_e 11000°K	
		p (torr);	n_e (cm^{-3}) x 10^9
300	0,7 à 8	4,45	de 3 à 10
		6,6	de 3 à 10

Notre étude suit un plan comparable à celui de l'argon.La post-décharge a été étudiée pour différentes pressions comprises entre 1 et 8 torrs . Les remarques qu'on peut faire sont analogues à celles de l'argon à forte pression car les interactions électron-ion sont toujours négligeables. A une pression de 1 torr , il faut $n = 4.10^{10} cm^{-3}$ pour que l'effet de $\langle \nu_{ei} \rangle$ soit appréciable . L'évolution de T_e dans la post-décharge représentée sur la figure IV.21 est fortement fonction de la pression comme dans l'argon .

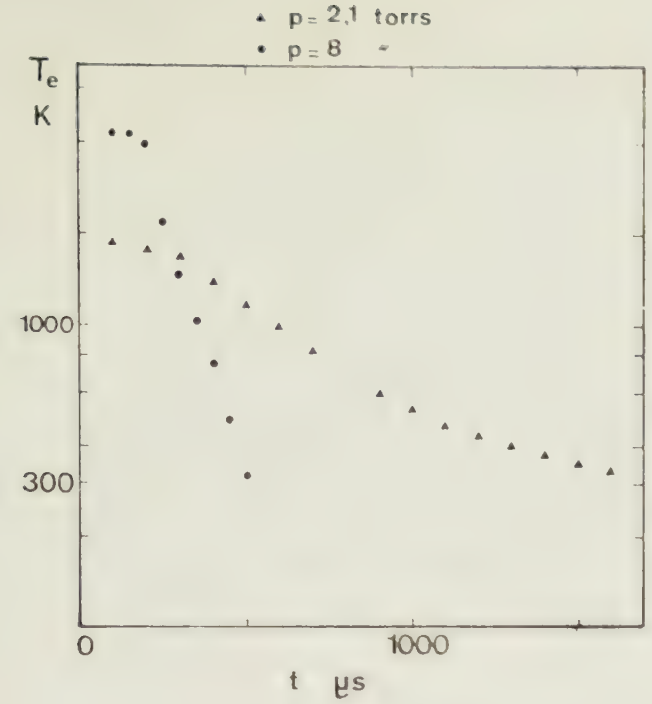


Fig.IV.21 : Evolution de la température électronique au cours de la post-décharge déduite de mesures radiomètrique

XENON

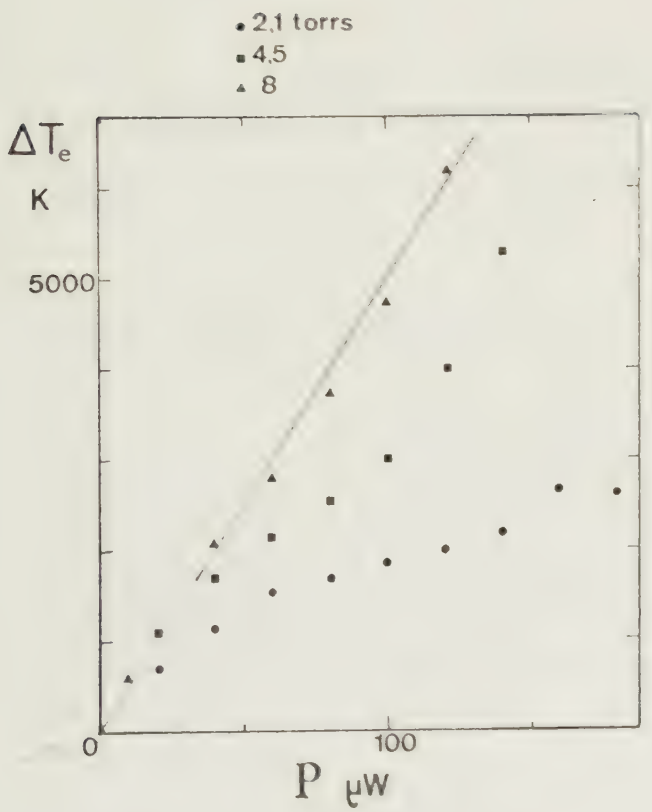


Fig.IV.22 :Détermination des élévations de température électronique en fonction de la puissance de chauffage. Effet du refroidissement par diffusion. (——) :courbe théorique.

Une moyenne de plusieurs mesures à différentes pressions et pour T_e = 300°K donne

$$\nu_{eo} = 1{,}60.\ 10^{9}\ s^{-1} \qquad (N_o = 3{,}53.\ 10^{16}\ cm^{-3})$$

Lorsqu'on introduit l'impulsion de chauffage, nous rencontrons les mêmes problèmes que dans l'argon , à savoir qu'en dessous d'une certaine pression , les pertes thermiques par diffusion deviennent importantes . Sur la figure IV.22 , nous avons représenté les mesures d'augmentation de la température électronique en fonction de la puissance de chauffage à différentes pressions ; la droite a pour pente le coefficient théorique K .

Nos conditions expérimentales pour l'étude de la variation de ν_{eff} en fonction de T_e sont maintenant bien précisées. La pression doit être au voisinage de 8 torrs car à des pressions nettement supérieures ,la condition $\nu^2 << \omega^2$ n'est plus vérifiée . La figure IV.23 présente nos résultats comparés avec ce : d'Hoffmann et Skarsgard . La valeur de ν_{eff} au minimum est de $3{,}2.\ 10^{8}\ s^{-1}$ pour T_e = 3000°K .

Nous avons approximé la courbe de variation par un polynôme et nous obtenons (300°K $< T_e <$ 11000°K)

$$\nu_{eff}.10^{9} = 0{,}017\ \langle u\rangle^{-1} + 1{,}26 - 16{,}8\ \langle u\rangle + 32{,}4\langle u\rangle^{1{,}5} - 13{,}4\langle u\rangle^{2} - 1{,}98\langle u\rangle^{3} + 93{,}3\langle u\rangle^{4}$$

IV-5 - Erreurs expérimentales.

La présence d'impuretés peut être une importante source d'erreurs dans la mesure de la température électronique ou dans les études d'interactions dans les gaz à faible potentiel d'ionisation (argon, xénon). Le rôle des impuretés a été considéré comme négligeable après de multiples contrôles : stabilité dans l'évolution de la post-décharge par des mesures répétitives pendant 24 heures , vérification de la mobilité ionique lorsque celle-ci est bien connue , invariance de ν_{eff} dans la post-décharge thermalisée .

Dans le domaine de pression utilisée , la précision de mesure de celle-ci est de 0,5 % (§ II.1.3).

L'étude de la sensibilité du radiomètre a été réalisée par

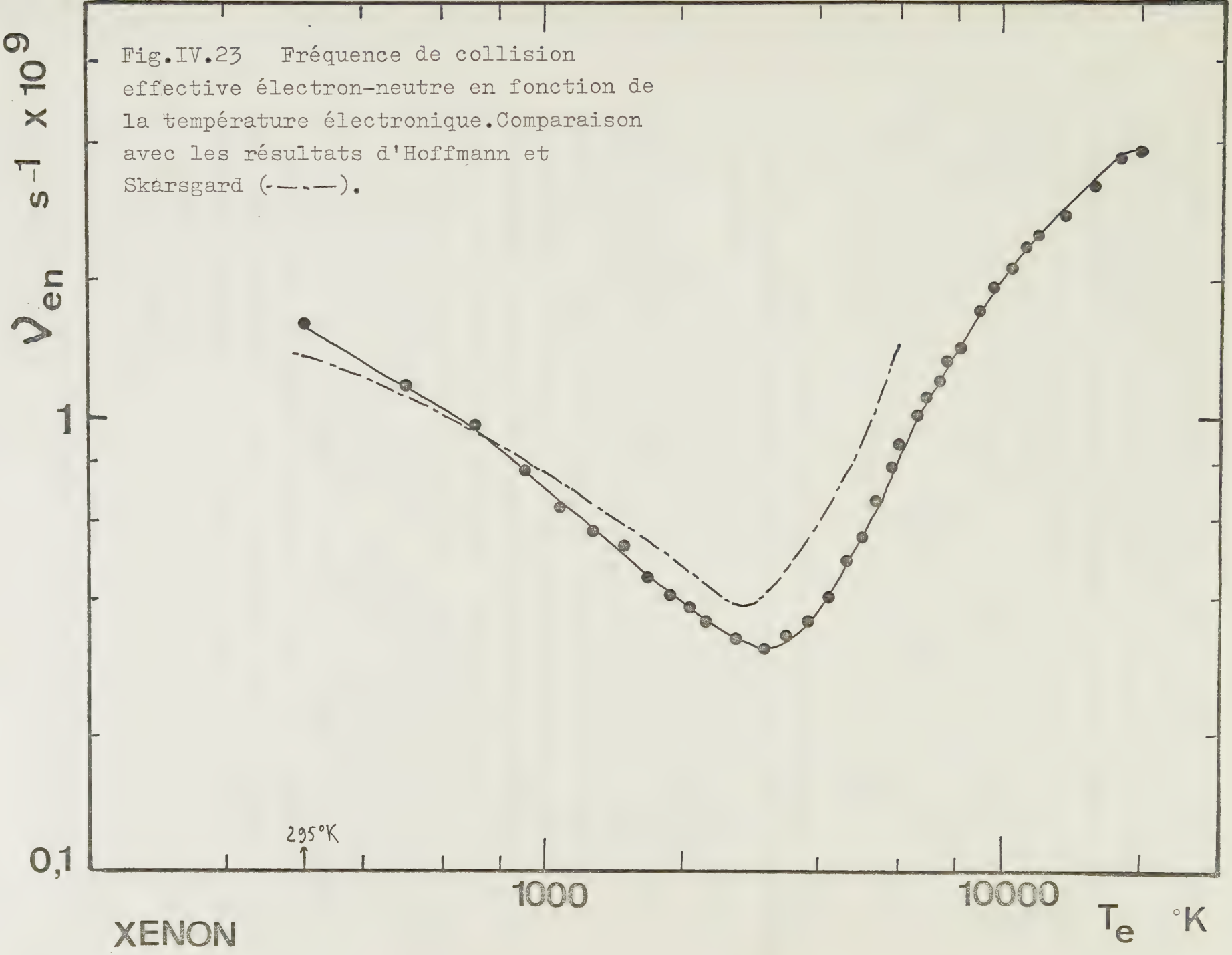


Fig.IV.23 Fréquence de collision effective électron-neutre en fonction de la température électronique. Comparaison avec les résultats d'Hoffmann et Skarsgard (-·-·-).

Bekefi (1966) et Delpech et Gauthier (1971). Dans le domaine de température électronique où les mesures ont été effectuées , l'erreur statistique due aux fluctuations peut être estimée à 5 % .Les erreurs systématiques provenant de la détermination des températures de référence , estimées en général à 5% sont ici plus faibles : en effet , les mesures de fréquence de collision effective dans l'hélium ont été obtenues à 77,7°K et à 300°K, soit par échauffement microonde , soit par mesure à $T_g = T_e$. La comparaison nous conduit à prendre 6 % comme précision relative sur la mesure de T_e . Les mesures de T_e dans le néon au-dessous de 300°K sont plus imprécises ,compte tenu de la méthode indirecte que nous avons utilisée . La dispersion sur les valeurs de $(T_e)_{mes}$ nous conduit à prendre 10 % comme précision relative pour ce gaz .

Compte tenu des performances du système expérimental, la précision sur les mesures de fréquence de collision est due aux erreurs systématiques d'étalonnage.

L'examen des équations (III.18,19 et 20) précise d'où peuvent provenir les erreurs systématiques . Il est nécessaire de connaitre les grandeurs de propagation associées à l'interaction onde - tube de verre. Il n'est pas possible d'avoir une solution exacte de l'expression du champ électrique ; en effet, outre la difficulté d'effectuer le calcul avec la géométrie qui nous est imposée , peuvent apparaitre un certain nombre de perturbations : création de modes supérieurs évanescents , dissymétrie du tube de verre dans le guide d'onde, modification transitoire de la permittivité électrique du verre en présence du plasma ; toutes ces perturbations éventuelles sont difficiles à apprécier . Nous avons donc calculé la constante de propagation sur un modèle simple , sans effets secondaires ; les valeurs d'étalonnage obtenues ont été testées de diverses façons , entre autres par des mesures de constante de temps de relaxation de l'énergie dans l'hélium qui doivent donner des résultats identiques et surtout par la concordance entre calculs théoriques et résultats expérimentaux lors de la mesure de la température électronique . Si ces erreurs sont communes aux mesures de densité et d'atténuation , il est une autre erreur systématique uniquement associée à la mesure d'atténuation et plus précisément à celle de la puissance réfléchie. Nous tenons compte dans nos mesures de la puissance réfléchie avec ou sans plasma, mais pour celà nous sommes amenés à mesurer l'atténuation présentée par l'ensemble du système sans plasma , et en particulier les quantités P_I/P_T^v et P_T^v/P_R^v.

En conclusion,nous avons estimé à 7% la précision sur la mesure ν_{eff} : 5% pour les erreurs systématiques commises sur les grandeurs de propagation et à 2% sur la mesure d'atténuation " à vide ".

Cette précision peut être comparée à celle d'Hoffmann et Skarsgard qui estiment en moyenne de 6 à 7% la précision sur la mesure de la conductivité électrique (Hoffmann 1968).

C H A P I T R E V

SECTIONS EFFICACES POUR LE TRANSFERT DE LA QUANTITE DE MOUVEMENT DANS LES GAZ RARES ET DISCUSSION.

Nous allons maintenant déduire des résultats expérimentaux précédents l'évolution de la section efficace pour le transfert de la quantité de mouvement σ_M en fonction de l'énergie électronique u . Cette procédure est évidemment plus complexe que la mesure directe de la section efficace totale ,car elle fait intervenir un certain nombre d'hypothèses imposées par la résolution de l'équation de Boltzmann. Cependant , on sait que au-dessous de 1 eV , les méthodes directes deviennent très imprécises .

Les méthodes d'étude de sections efficaces déduites de mesures de coefficients de transport ont fait l'objet de nombreux travaux: Phelps (1951),Engelhardt (1967), Crompton (1967) et Hoffmann (1968). Mais elles se limitaient aux cas où les variations pouvaient s'exprimer simplement par des fonctions puissances : cas de l'hélium ou du néon pour de faibles énergies électroniques, cas des autres gaz en se restreignant à un domaine d'énergie très étroit.Les procédés modernes de calcul numérique permettent de faire l'analyse sur des domaines d'énergie beaucoup plus larges,même dans les gaz qui présentent l'effet Ramsauer. Cet avantage combiné avec des résultats expérimentaux obtenus pour un domaine d'énergie moyenne plus large, en général, que celui de nos prédécesseurs ,nous permet de prétendre à une amélioration sensible de la précision de cette méthode de " déconvolution " de σ_M à partir de ν_{eff}.

V.1-Calcul de la section efficace à partir de la fréquence de collision effective.

A partir de la relation $\nu_{en} = N\sigma_M v$ et de l'équation III-2 ,

on peut écrire :

$$\nu_{eff} = \frac{4\pi}{3}\cdot\frac{N}{n_e}\int_0^{\infty} f_o \frac{\partial}{\partial v}(\sigma_M v^4)\, dv \qquad (V,1)$$

Pour toutes nos expériences, la distribution électronique est maxwellienne; on a donc :

$$f_o = n_e \left(\frac{1}{2\pi}\right)^{1,5} \left(\frac{m}{kT_e}\right)^{1,5} \exp\left(\frac{mv^2}{kT_e}\right) \qquad (V,2)$$

Nous rappelons que $u = \frac{1}{2}mv^2$ représente l'énergie électronique monocinétique et qu'on pose $\langle u\rangle = kT_e$.

On intègre (V,1) par partie avec $f_o(0) = f_o(\infty) = 0$

$$\nu_{eff} = -\frac{4\pi}{3}\cdot\frac{N}{n_e}\int_0^{\infty} \sigma_M v^4 \frac{\partial f_o}{\partial v}\, dv \qquad (V,3)$$

On combine les équations V,2 et V,3 :

$$\nu_{eff} = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N \left(\frac{2}{m}\right)^{0,5} \int_0^{\infty} \sigma_M \frac{u^2}{\langle u\rangle^{2,5}} \exp\left(-\frac{u}{\langle u\rangle}\right) du$$

En prenant les unités les plus commodes, on aboutit à la formule pratique suivante :

$$\nu_{eff} = 1,45 \int_0^{\infty} \sigma_M(u) \frac{u^2}{\langle u\rangle^{2,5}} \exp\left(-\frac{u}{\langle u\rangle}\right) du \qquad (V,4)$$

où σ_M est en 10^{-16} cm^2 ; ν_{eff} en 10^8 s^{-1} ; $\langle u\rangle$ en eV . Les conditions normales de température et de pression sont 0°C et 1 torr.

V.1.1-Utilisation de la transformée inverse de Laplace.

L'équation V,4 montre que ν_{eff} est une transformée intégrale de $\sigma(u)$. Or dans le cas où la fonction de distribution est maxwellienne, il s'agit d'une transformation de Laplace. En effet, si nous posons :

$$F(u) = 1,45\ \sigma_M(u)\ u^2 \qquad (V.5)$$

$$f\left(\frac{1}{\langle u\rangle}\right) = \nu_{eff}\ \langle u\rangle^{2,5}$$

l'équation V,5 se met sous la forme

$$f\left(\frac{1}{\langle u\rangle}\right) = \int_0^{\infty} F(u) \exp\left(-\frac{u}{\langle u\rangle}\right) du$$

Donc $f\left(\frac{1}{\langle u\rangle}\right)$ apparait comme la transformée de LAPLACE de la fonction F (u) . σ(u) peut être déduit de ν_{eff} par la transformation inverse de Laplace .

Il est certain que cette méthode ne peut donner qu'une solution approchée du problème . En effet , outre les hypothèses de continuité qu'on peut supposer satisfaites dans notre domaine de mesure, la principale source d'erreur provient du domaine limité où on mesure ν_{eff} en fonction de <u> .

V.1.2- Plan de calcul .

L'emploi de cette méthode doit s'intégrer dans un plan de calcul plus cohérent qui est le suivant :

- nous cherchons tout d'abord à déterminer des valeurs de ν_{eff} dans un intervalle de température électronique le plus large possible . Du côté des faibles températures, nous sommes physiquement limités par la température de condensation des gaz étudiés . Vers les hautes températures, les mesures auront un sens précis jusqu'à une dizaine de milliers °K environ , des phénomènes plus complexes apparaissent alors .
- nous calculons le polynôme qui approxime le mieux nos points de mesures dans notre intervalle de définition .
- nous calculons la transformée inverse de Laplace et en déduisons la quantité F (u).
- par traitement sur ordinateur ,nous calculons l'intégrale (Eq.V.4) et en déduisons les valeurs de ν_{eff} (<u>) qu'on peut comparer à nos valeurs expérimentales .
- par comparaison entre ν_{eff} calculé et ν_{eff} expérimental, nous modifions les coefficients du polynôme de quantités différentielles et nous réitérons le calcul jusqu'à ce que l'intégration de σ(u) donne des valeurs ν_{eff} calculées à l'intérieur des barres d'erreurs expérimentales de ν_{eff} .

V.1.3- Approximation polynomiale de ν_{eff}.Calcul de σ (u).

Par calcul sur ordinateur ,on peut mettre sous forme polynomiale ν_{eff}. On obtient

$$f\left(\frac{1}{\langle u\rangle}\right) = \sum_{n=-3}^{\infty} a_n \langle u\rangle^{(n+5)/2} \qquad (V,6)$$

La limitation $n = -3$ est une condition de convergence qu'on précisera ci-dessous .

On sait que la transformée inverse de $\langle u \rangle^{+\frac{m}{2}}$ est de la forme :

$$\mathcal{L}^{-1}\left(\langle u \rangle^{+m/2}\right) = \frac{u^{(m-2)/2}}{\Gamma(m/2)}$$

où Γ représente la fonction gamma . Il s'ensuit que pour que les solutions soient convergentes , on doit avoir $\frac{m}{2} \geqslant 1$, ce qui nous impose $n \geqslant -3$.

On a donc

$$\Gamma(u) = \sum_{n=3}^{\infty} a_n \frac{u^{(n+3)/2}}{\Gamma(\frac{n+5}{2})} \qquad (V,6)$$

D'où le résultat cherché à partir des équations V.5 et V.6

$$\sigma(u) = \frac{1}{1,45} \sum_{n=-3}^{\infty} a_n \frac{u^{(2n-1)/2}}{\Gamma(n+\frac{5}{2})}$$

Le programme du calcul réalisé en collaboration avec J.C Gauthier est donné en Annexe IV.

L'approximation polynomiale de ν_{eff} (u) est volontairement limitée à un nombre de monômes minimum (de 4 à 8 pour les gaz présentant l'effet Ramsauer). Le choix de ce polynôme peut être facilité pour les énergies très voisines de zéro par l'utilisation des expressions analytiques de la " modified effective range theory").

V.1.4-Processus d'itération .

Il s'agit de résoudre numériquement l'intégrale de l'expression (V,4). Nous nous définissons tout d'abord un intervalle de définition en u associé au calcul d'une valeur ν_{eff} ($\langle u \rangle_o$) .

La fonction qui pondère σ (u) est $Z\left(\frac{u}{\langle u \rangle}\right) = \left(\frac{u}{\langle u \rangle}\right)^2 e^{-\frac{u}{\langle u \rangle}}$.

Compte tenu des variations de $Z\left(\frac{u}{\langle u\rangle}\right)$, nous choisissons pour bornes d'intégration $u_{min} = 0{,}1 \langle u\rangle_o$ et $u_{Max} = 10 \langle u\rangle_o$, afin de ne pas introduire d'erreurs supplémentaires pour le calcul .

Par une intégration sur mille points (programme en annexe IV nous déduisons des valeurs $\nu_{eff} \langle u\rangle$ calculées .

Nous réalisons une nouvelle approximation polynômiale en prenant comme nouvelle valeur de définition pour l'énergie $\langle u\rangle_o$ la valeur :

$$\nu'_{eff}(\langle u\rangle_o) = \nu_{eff}(\langle u\rangle_o) + \left[\nu_{eff}(\langle u\rangle_o) - \nu_{eff}\langle u\rangle_{cal}\right]$$

Le processus est très rapidement convergent car nous avons pris un intervalle de définition suffisamment important pour le calcul de l'intégrale et donc les erreurs qui pourraient être induites à chaque itération sont négligeables.

V.1.5- Sensibilité de la méthode .

Il est difficile d'apprécier les erreurs systématiques commises; on peut cependant évaluer la sensibilité de la méthode c'est-à-dire pour quelles variations sur la valeur de σ_M on a des écarts sur les valeurs calculées de ν_{eff} supérieures aux erreurs expérimentales. Cette sensibilité est très différente selon que la section efficace varie peu (hélium , néon) ou rapidement (argon , xénon) en fonction de l'énergie électronique .

Dans l'hélium et le néon, nous avons calculé qu'il faut des variations de $\pm$ 5 % de σ_M autour des valeurs que nous avons déterminées pour obtenir des fréquences de collisions effectives à l'extérieur de nos barres d'erreur .Il en est de même pour l'argon et le xénon loin du minimum Ramsauer. Au voisinage du minimum, la sensibilité n'est plus que de 30 % .

V. 2- HELIUM .

V.2.1- Présentation de nos résultats .

Le calcul précédent est très simple à appliquer dans le cas de ce gaz. Les résultats expérimentaux de la figure IV.8 peuvent , dans la

limite des erreurs expérimentales être représentés par la fonction puissance : $C\left[T_e\right]^{0,52}$.

L'évolution de la section efficace pour le transfert de la quantité de mouvement est donnée par l'expression

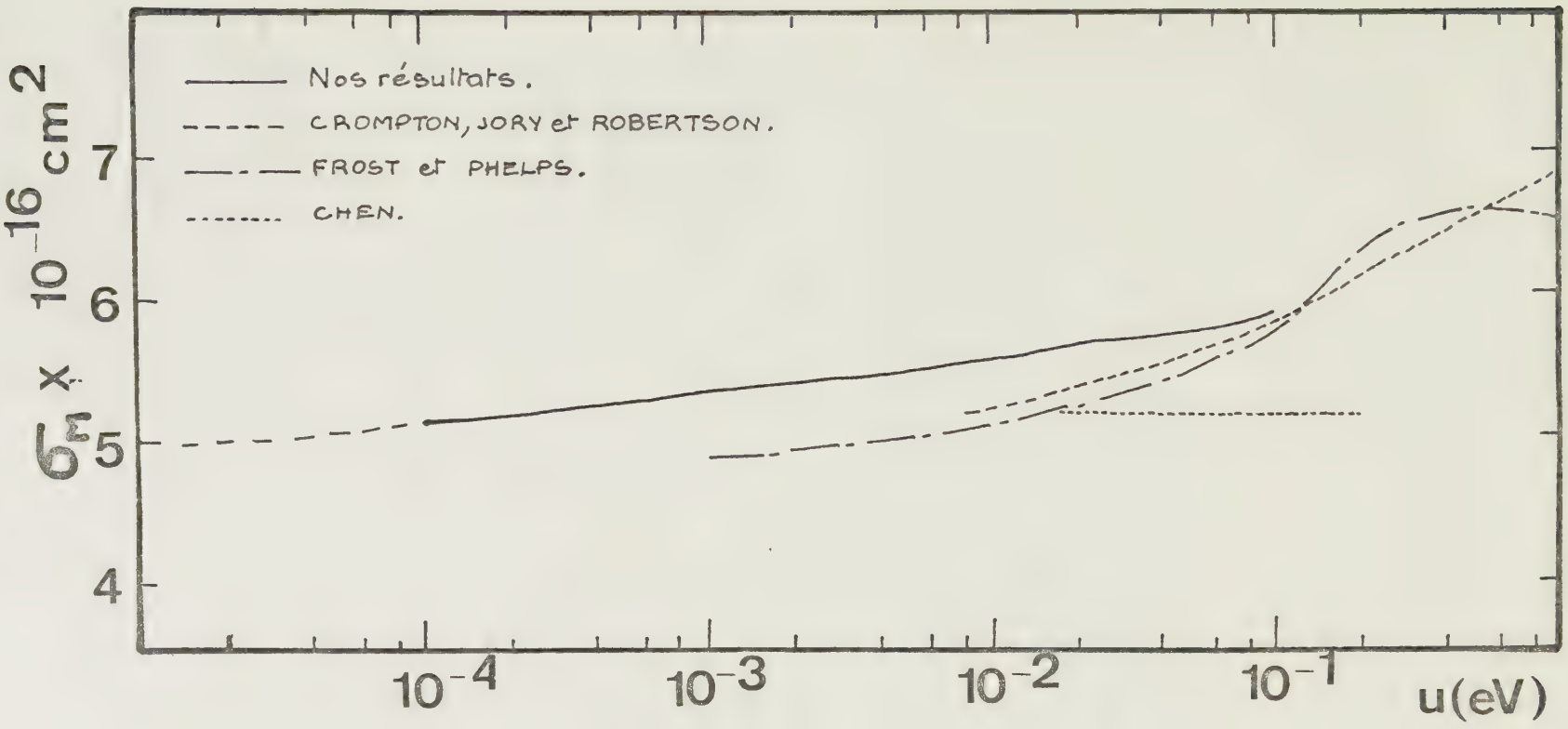
$$\sigma_M = 5,15 \cdot 10^{-16} \left[\frac{u(eV)}{10^{-4}}\right]^{-0,02} \quad cm^2$$

Compte tenu du domaine de température électronique analysé (10°K - 600°K) , cette équation est valable pour les énergies comprises entre 2.10^{-4} et 10^{-1} eV . L'intérêt évident de nos mesures est que nous explorons les plus faibles énergies électroniques accessibles à l'expérience et qu'au-dessous de 10^{-3} eV, aucune étude systématique n'a été publiée . Nous avons volontairement limité notre étude aux faibles énergies , car au-dessus de 10^{-2}eV les études expérimentales sont nombreuses et concordantes .

V.2.2- Comparaison avec les sections efficaces déterminées expérimentalement .

La figure V.1 représente les résultats expérimentaux obtenus par des méthodes indirectes : méthode d'essaim (Frost 1964 Crompton 1970) et méthodes microondes (Chen 1963 , nos résultats). Nous constatons un très bon accord au-dessus de 10^{-2}eV . Les écarts sont inférieurs à 5 % . Ils tendent à augmenter pour des énergies plus faibles tout en restant inférieurs à 10 % . Nous pensons que nos résultats apportent de notables progrès à basses énergies par rapport à ceux de nos prédécesseurs et ce , pour les raisons suivantes :

Dans les méthodes d'essaim utilisées par Phelps et Crompton , on n'agit pas directement sur la température électronique pour faire varier l'énergie des électrons mais sur le champ électrique continu appliqué E ; plus précisément , le paramètre est $\frac{E}{N}$ où N est le nombre de neutres par unité de volume .Or , au-dessous de 300°K ces rapports deviennent très faibles $\frac{E}{N} < 10^{-19} V/cm^2$, d'où la nécessité d'utiliser des champs électriques très faibles difficiles à évaluer . Les erreurs sont donc certainement supérieures aux valeurs annoncées au-dessous de 10^{-2}eV . Ces faits sont confirmés par les récents travaux de Robertson (1972) à très basse énergie , qui évalue ces erreurs à plus de 10 % . Nous ne rencontrons pas de telles difficultés dans la détermination de T_e au-dessous de 300°K, car les augmentations de température ne sont



HELIUM.

Fig.V.1 :Etude de la section efficace pour le transfert des quantités de mouvement en fonction de l'énergie électronique.Comparaison avec les autres résultats expérimentaux.

pas affectées par la température du gaz de neutre et surtout , le fait de trouver des valeurs expérimentales identiques , avec ou sans chauffage , (point à 77°K) est une confirmation de la validité de nos résultats.

Le processus d'inversion de la relation de ν_{eff} afin d'obtenir σ_M est source d'erreurs difficiles à évaluer, mais la solution trouvée est d'autant plus certaine qu'elle est obtenue à partir de mesures couvrant un large domaine d'énergie et la méthode que nous avons employée nous permet de réaliser cette condition .

On peut justifier les remarques précédentes en comparant directement les fréquences de collision effective calculées à partir des valeurs de σ_M de Frost et Phelps et de Crompton ; leurs valeurs sont intégrées sur une fonction de distribution maxwellienne (Fig. V.2).On peut constater un excellent accord au-dessus de 300°K . En conséquence, le désaccord sur la section efficace pour de très faibles énergies est certainement due à l'imprécision des mesures entre 10^{-2} et 10^{-3}eV et surtout au fait qu'aucune étude au-dessous de 10^{-3}eV n'a été réalisée .

Nous avons représenté sur la même figure V.2 les résultats expérimentaux obtenus par des méthodes microondes par Hoffmann (1969), Anderson (1956) et Gould (1954) . Dans leurs domaines communs de mesures , l'accord entre méthode d'essaim et méthode microonde est raisonnable et elles aboutissent à la même conclusion , à savoir que la section efficace est pratiquement constante au-dessous de 10^{-1}eV tant qu'on peut considérer que la théorie des collisions binaires est valable .

V.2.3-Comparaison avec les sections efficaces théoriques.

L'étude théorique de la section efficace de collision électron-neutre , d'un très grand intérêt , a fait l'objet de travaux de nombreux théoriciens . L'étude des énergies d'interaction qui apparaissent lors de la diffusion d'un électron par un atome d'hélium a fortement progressé depuis 1933 ; à cette date Allis et Morse considéraient essentiellement des échanges d'énergie par interaction coulombienne . Les théories ultérieures ont inclus d'autres types d'interaction traduisant les perturbations dans la

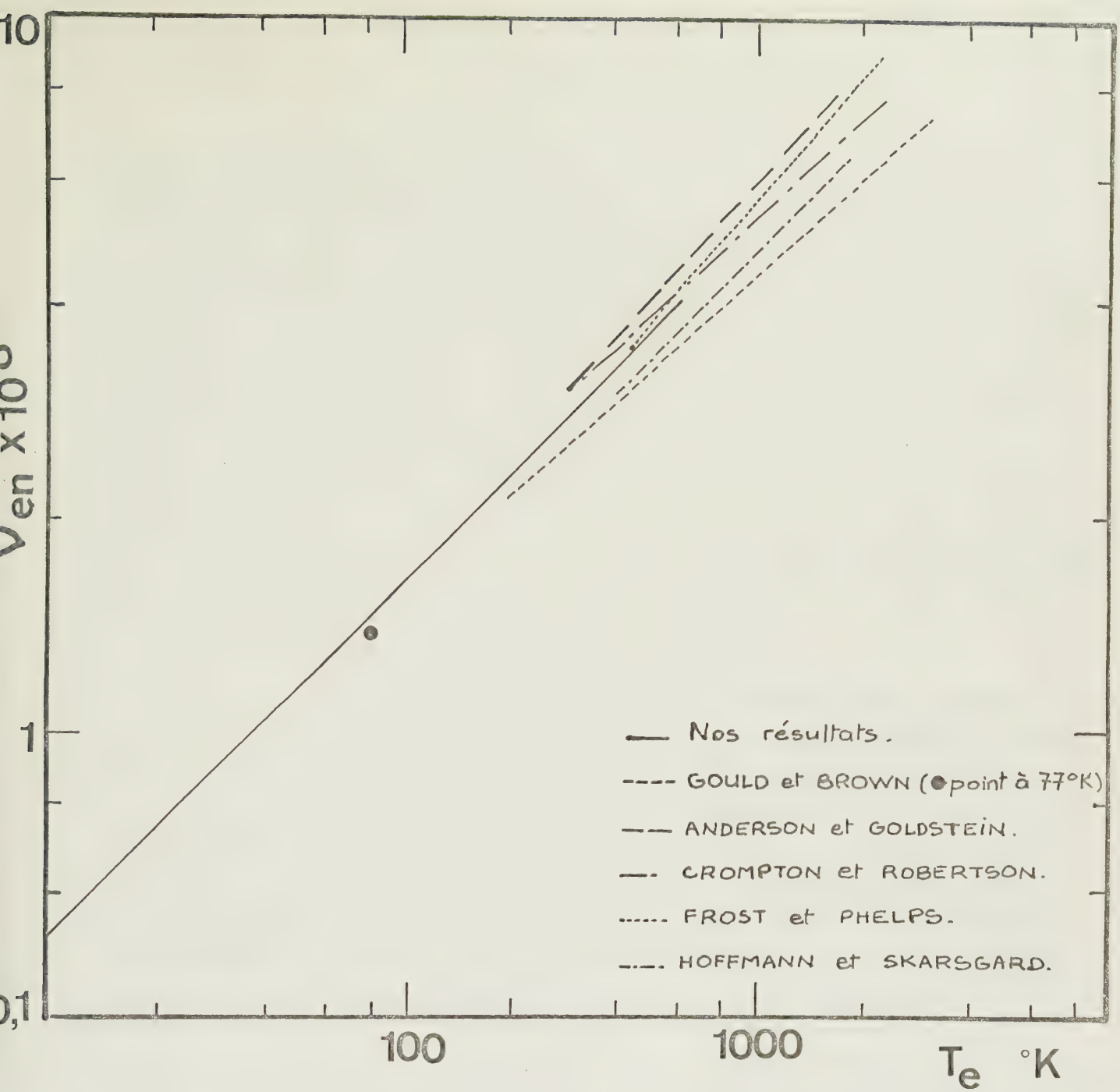


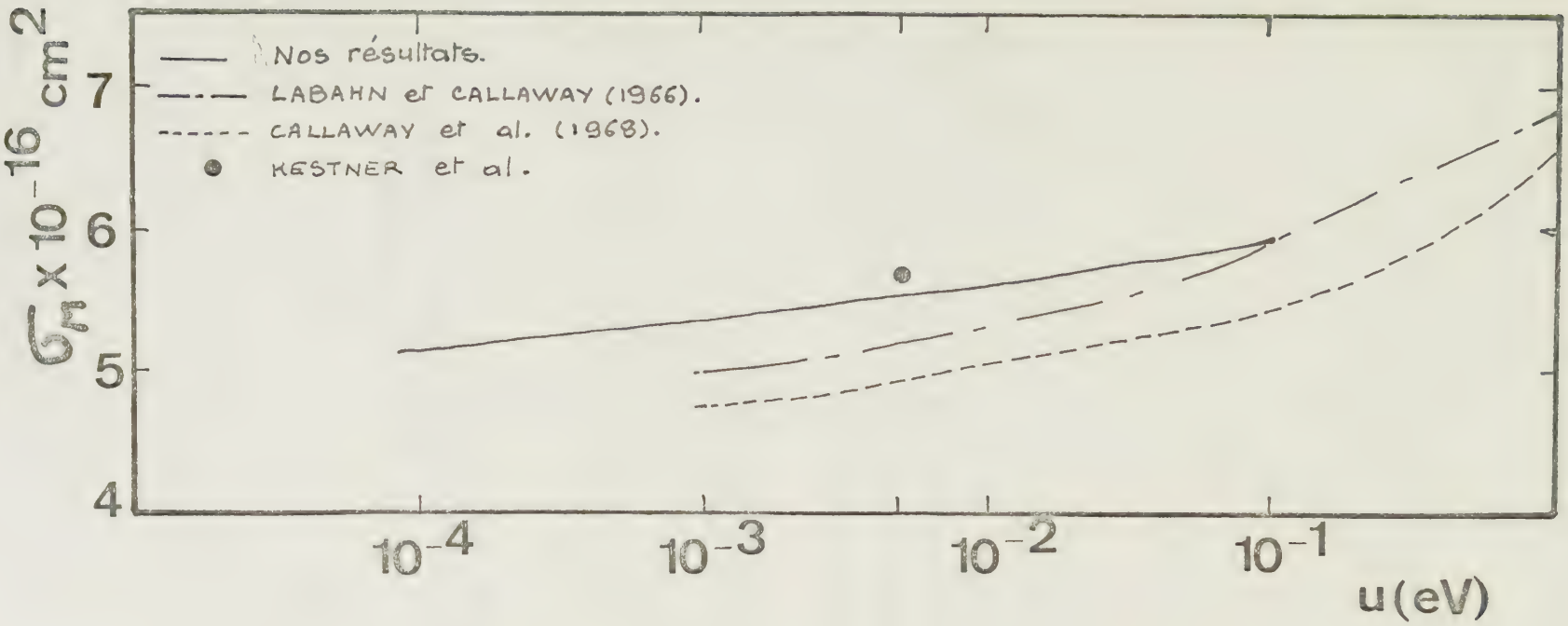
Fig.V.2 :Comparaison des fréquences de collision effective électron-neutre mesurées directement ou calculée à partir des sections efficaces déterminées par des methodes d'essaim (—·— ;····)

structure électronique de l'atome d'hélium lors de l'approche de l'électron diffusant . Ces perturbations sont traitées en termes de potentiel de polarisation . Parmi les nombreux travaux théoriques, nous retiendrons ceux dont le résultat présentent un accord avec l'expérience. Kestner et al. (1965) ont calculé les sections efficaces électron-atome à basse énergie en choisissant un pseudo-potentiel approprié .Les échanges d'énergie associés au potentiel de polarisation sont supposées adiabatiques , c'est-à-dire que la vitesse des électrons diffusant est toujours nettement plus faible que celle des électrons liés à l'atome . Nous présentons sur la figure V .3 le résultat de leur calcul pour u = 0,005 eV (les auteurs ne présentent leurs valeurs numériques que pour l'onde s. Ce n'est que pour des énergies extrêmement faibles que les déphasages d'ordre supérieur sont négligeables .Nous n'avons donc pas représenté leurs résultats pour des énergies plus élevées.)

Les premiers calculs de Labahn et Callaway (1964) ont été menés en prenant comme hypothèse que les échanges d'énergie associés au potentiel de polarisation étaient adiabatiques . En 1966 et 1968 la même équipe a repris le calcul en renonçant à l'hypothèse d'adiabaticité et en introduisant une dépendance entre le potentiel de polarisation et la vitesse des électrons incidents . Des travaux effectués par ce groupe , la théorie qui donne le meilleur accord avec l'ensemble des résultats expérimentaux est la théorie de l'échange dynamique (1966). Voici les déphasages correspondants calculés par ces auteurs aux faibles énergies (les seules qui nous intéressent).

kas	Energie eV	η_o	η_1	η_2
0,01	0,00136	3,1296	0,000029	0,000005
0,05	0,034	3,0794	0,00074	0,00010
0,10	0,136	3,0135	0,0030	0,00040
0,1917	0,50	2,8878	0,0117	0,0014
0,25	0,85	2,8068	0,0203	0,0026
0,2712	1,00	2,7774	0,0241	0,0030

A partir de l'équation I.2 , nous avons calculé σ_M figure V.3. L'accord avec notre courbe est bon . On constate que les résultats des calculs plus récents de Labahn et Callaway (1968) ajoutant des effets de distorsion se situent nettement en dessous .



HELIUM.

Fig.V.3 : Comparaison de nos résultats de section efficace pour le transfert des quantités de mouvement avec les calculs théoriques.

Nous pouvons aussi utiliser les données du tableau précédent pour examiner pour quelles énergies la diffusion est isotrope .On note que $\eta_2 \ll \eta_1 \ll \pi - \eta_o$. L'expression I .8 devient ici $\langle 1-\cos\theta\rangle \simeq 1 - \frac{2\eta_1}{\eta_o}$

On trouve :

Energie eV	$1 - \langle 1 - \cos\theta\rangle$
0,00136	0.[illegible]%
0,136	5 %
1,00	1[illegible]%

Nous ne pouvons donc pas comparer nos résultats avec les mesures de section efficace totale dont les plus intéressantes à basse énergie sont celles de Ramsauer et Kollath (1929) et Golden et Bandel (1965).Cependant Golden a utilisé les expressions analytiques de la MERT valables au-dessous de 1,1eV pour calculer σ_M à partir de ses propres mesures de σ_T . Ce sont ses résultats qui sont représentés sur la figure V.3. Il s'agit ici d'une extrapolation.

V.2.4-Longueur de diffusion .

Puisque nos mesures de section efficace s'étendent jusqu'à 10^{-4}eV, la longueur de diffusion peut être déterminée directement par une simple extrapolation . La valeur trouvée est $A' = 1,20\ a_o$ .Nous estimons à 2 % l'erreur que cette extrapolation entraine .

Nous pouvons aussi utiliser avec profit la théorie de la partée effective de O'Malley (1963) dont nous rappelons l'expression de σ_M , valable pour des énergies inférieures à 1,1 eV dans l'hélium .

$$\sigma_M = 4\pi \left(A^2 + \frac{4\pi}{5a_o}\alpha A k + \frac{8}{3a_o}\alpha A^2 k^2 \mathrm{Log}(ka_o) + Ck^2 \ldots\right) \quad (V,7)$$

En ajustant l'expression ci-dessus à nos résultats expérimentaux, par une méthode de moindre carré , nous déterminons encore

$$A = 1,20\ a_o$$

Nous avons pris comme polarisation de l'atome d'hélium $\alpha = 1,36\ a_o^3$

Voici un tableau comparatif des longueurs de diffusion théoriquesset expérimentales dans l'hélium.

Référence	A/a_o	Méthodes
Moiseiwitsch (1960) Proc.Phys.Soc 77,721	1,442	Echange statique (Théorie)
Kestner et al. (1965)	1,193	Echange adiabatique (Théorie)
Labahn et Callaway (1964)	1,132	Echange adiabatique;dipôle induit. (Théorie)
Labahn et Callaway (1966)	1,097	Adiabatique; multipôle induit. (Théorie)
Labahn et Callaway (1966)	1,186	Echange dynamique (Théorie)
Callaway et al. (1968)	1,151	Echange dynamique et effets de distortion (Théorie)
O'Malley (1963)	1,19	Extrapolation des résultats expérimentaux de Ramsauer et Kollath(MERT)
Golden et Bandel (1966)	1,15	Faisceau monocinétique et extrapolation avec la MERT.
Crompton et al.(1970)	1,19	Essaim électronique et extrapolation en utilisant la MERT.
Frost et Phelps(1964)	1,21	Essaim électronique. Extrapolé par Golden en utilisant la MERT.
Ce travail (1972)	1,20	Microondes soit en utilisant la MERT soit en extrapolant nos résultats vers les énergies nulles.

D'autres calculs de longueur de diffusion peuvent être trouvés aux références Bederson et Kieffer (1971) et Labahn et Callaway (1966).

V.3- NEON .

V.3.1- Présentation de nos résultats.

Après inversion de l'approximation polynômiale et itération successive , nous obtenons σ_M en fonction de l'énergie de 3.10^{-4} à 1 eV . Les valeurs de ν_{eff} recalculées à partir de la courbe obtenue redonnent les valeurs expérimentales à mieux que 5 % sur tout le domaine de mesure . Les résultats sont représentés figure V.4 .

Nous montrons pour la première fois par des mesures réalisées pour les énergies les plus basses accessibles à l'expérience qu'il n'existe pas de minimum Ramsauer dans le néon. On peut remarquer qu'au-dessous de 5.10^{-3}eV , σ_M est sensiblement constant . Nous retrouvons un comportement analogue à celui observer dans l'hélium au-dessous de 0,1 eV .

On peut représenter la courbe obtenue sous la forme analytique suivante :

$$\sigma\,(u).10^{+16}\,cm^2 = 0{,}228 + 1{,}75\,u^{0,5} - 0{,}283\,u - 0{,}120\,u^{1,5}$$

$$10^{-3} < u < 1 \text{ eV}$$

V.3.2-Comparaison avec les autres valeurs expérimentales de σ_M

Les résultats sont récapitulés sur la figure V.4

Les mesures les plus récentes sont celles de Robertson en 1971 par méthode d'essaim. L'accord est bon au-dessus de 0,1 eV ; au-dessous de cette énergie, la forme des deux courbes est sensiblement identique , mais l'écart en valeur absolue peut atteindre jusqu'à 20 % .Nos résultats nous semblent supérieurs car nos mesures ont été faites jusqu'à des énergies 100 fois plus faibles que celles atteintes par Robertson : 3.10^{-4} eV au lieu de 3.10^{-2} eV . Or, nous pensons que les erreurs sur la détermination indirecte de σ_M croissent rapidement aux bornes d'intégration .

Les résultats d'Hoffmann et Skarsgard se situent largement au-dessous des mesures de Robertson et des nôtres. Nous n'avons pas de raisons pour expliquer un te écart qui est probablement dû à une erreur systématique de leur part , car l'évolution de la section efficace est tout à fait comparable.Il n'en est pas de même pour les résultats de Chen(1963)qui montrent une décroissance plus rapide de σ_M.

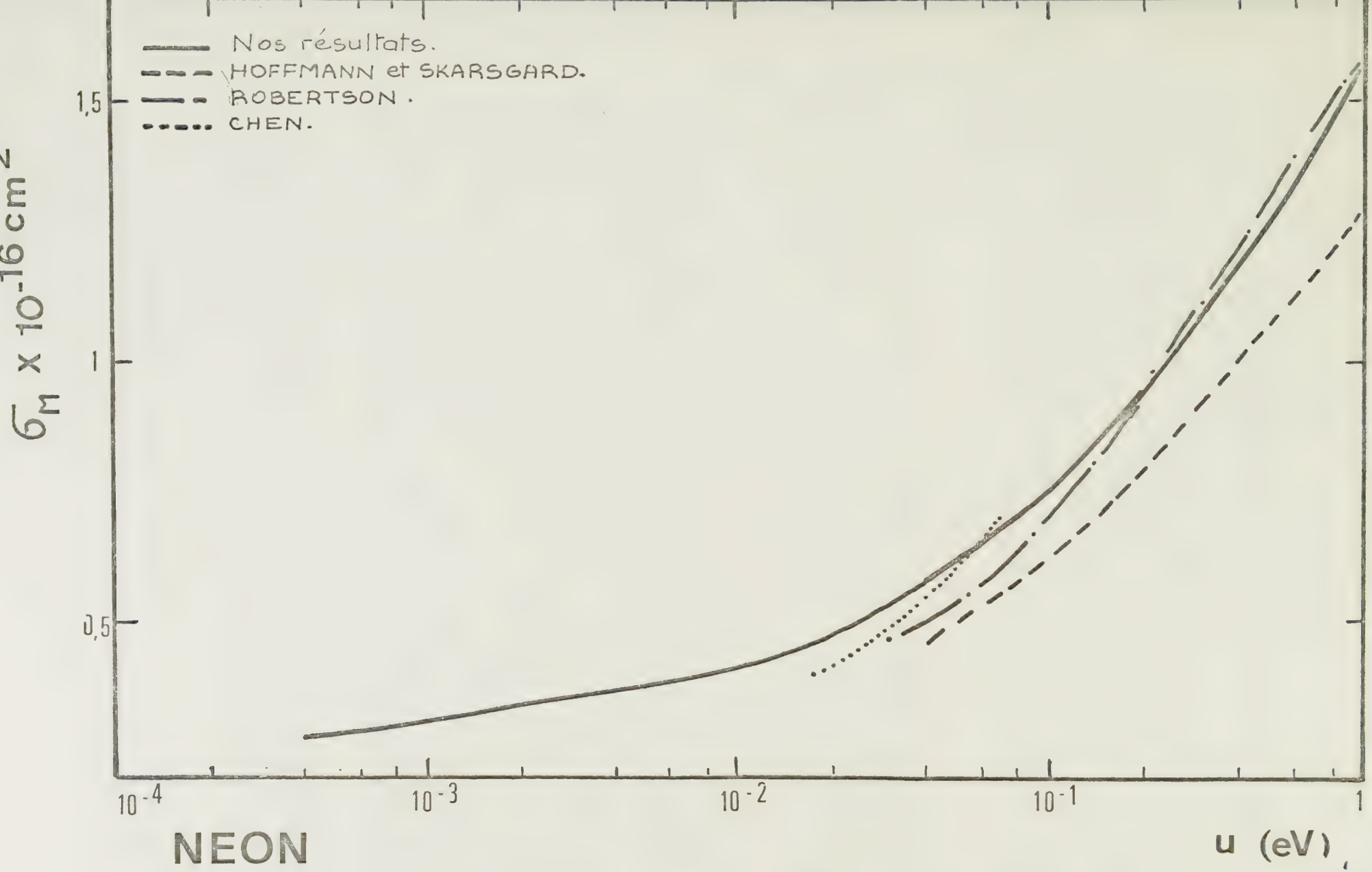


Fig.V.4 : Variation de la section efficace pour le transfert des quantités de mouvement. Comparaison avec les autres résultats expérimentaux.

V.3.3.-Comparaison avec les sections efficaces théoriques.

Les calculs théoriques récents dans le néon à basse énergie sont peu nombreux. Mentionnons essentiellement les calculs de Thompson (1966 et 1971) et de Garbaty et Labahn (1971) qui tiennent compte de phénomènes de polarisation et d'échange de charges . Par rapport aux travaux de Thompson (1966) , ceux de 1971 sont surtout destinés à fournir de meilleures valeurs de σ_T aux fortes énergies en donnant au potentiel de polarisation une forme asymptotique correcte.

Mc Dowell (1971) a exprimé les déphasages des ondes s,p et d en fonction de paramètres ajustables .Les mesures de section efficace totale réalisées par Salop et Nakano(1970) au-dessus de 0,4 eV ont servies à ajuster ces paramètres . Pour des énergies inférieures , ce paramètre est compatible avec les expressions des déphasages calculés à partir de la MERT .

Notre travail fournit une confirmation expérimentale sur la validité des expressions de la MERT aux très faibles énergies . En effet, les résultats expérimentaux antérieurs aux nôtres couvrent des domaines d'énergie où cette théorie ne s'applique pas exactement (au-dessus de 0,54 eV , la MERT ne s'applique pas dans le néon). En fait cette théorie a surtout servi à extrapoler vers les énergies nulles les valeurs de σ_M . Or pour tous nos résultats, les termes du nombre d'onde k d'ordre supérieur à 1 sont strictement négligeables dans l'expression (V, ?) .A condition de prendre comme valeur de longueur de diffusion A = 0,26 a_o , notre courbe expérimentale approxime la courbe théorique à mieux de 2 % sur tout le domaine ; nous avons pris pour polarisabilité atomique du néon la valeur couramment admise de 2,65 a_o^3.

Cet accord entre théorie et expérience est un résultat important: la MERT prévoit que la section efficace tend vers une valeur constante lorsque l'énergie tend vers zéro et nous avons montré que c'était pratiquement réalisé au-dessous de 10^{-3}eV .

Une autre conséquence importante sur le plan théorique peut être déduite des remarques précédentes : les échanges d'énergie intervenant dans les collisions sont-elles adiabatiques ou non ? La MERT suppose les effets

non adiabatiques négligeables au premier ordre .Nos mesures dans le néon justifient cette hypothèse . C'est une conclusion à rapprocher de celle déjà obtenue dans l'hélium où nos résultats sont en bon accord avec les calculs théoriques de Kestner et al.(1965) qui supposaient les échanges adiabatiques.

La valeur de longueur de diffusion obtenue est positive , ce qui correspond à l'absence d'effet Ramsauer. Le tableau ci-dessous résume les valeurs de longueur de diffusion récemment calculées ou extrapolées à partir de données expérimentales. Elles présentent une certaine dispersion autour d'une valeur moyenne très voisine de notre détermination .

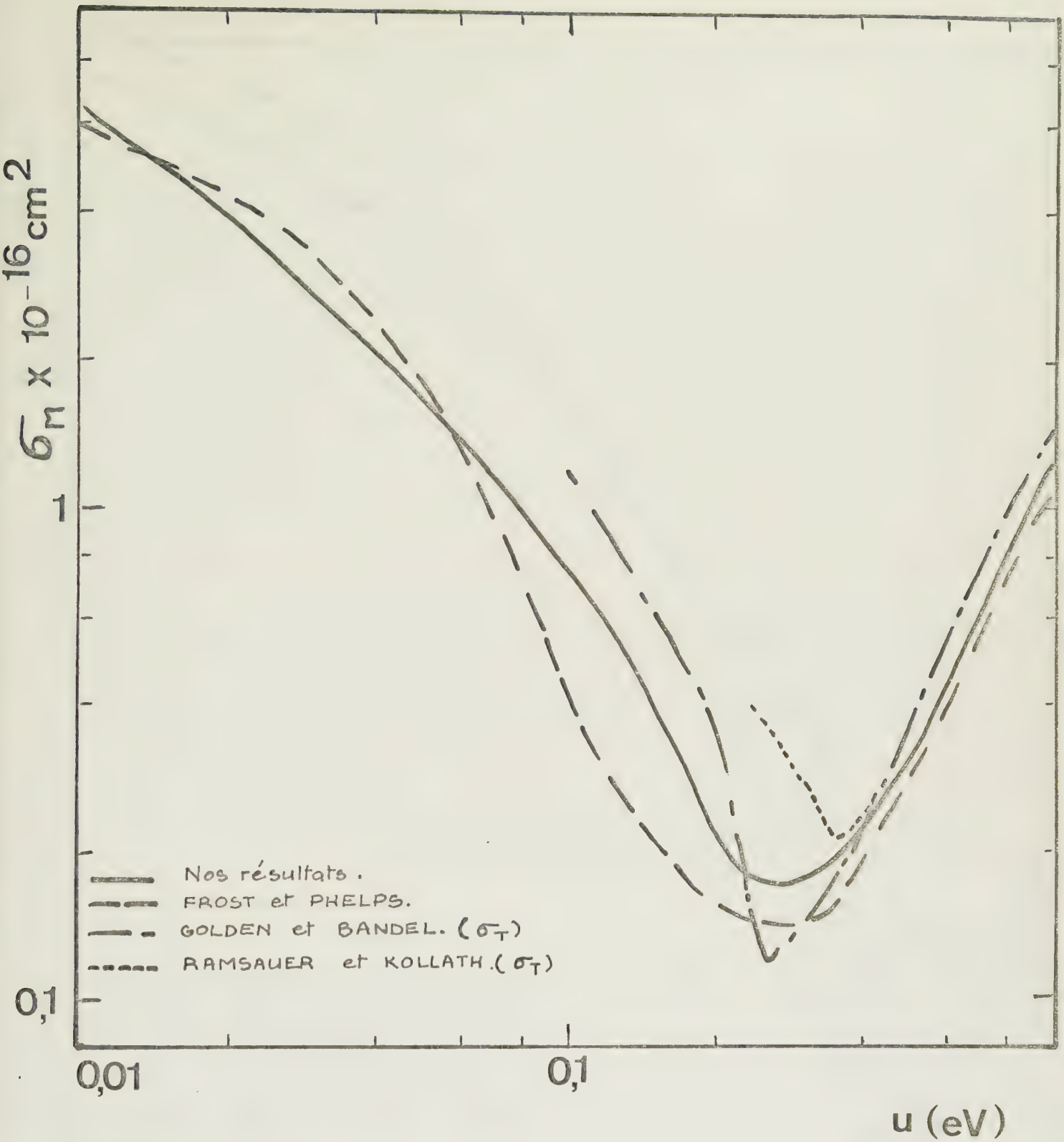
Références	Longueur de diffusion (unités de a_o)
Thompson 1966 -Théorique	0,35
1971 - "	0,17
McDowell 1971 "	0,22
O'Malley 1963 exp + MERT	0,24
Hoffmann et Skarsgard 1969 Exp +MERT	0,20
Salop et Nakano 1970 Exp + MERT	0,30
Robertson 1971 exp + MERT	0,24
Ce travail 1972	0,26

V .4- ARGON ET XENON .

V.4.1- Présentation de nos résultats.

Nous inversons les approximations polynômiales de nos résultats expérimentaux dans l'argon et le xénon . Après itération successive ,selon la méthode citée au § V.1 , nous obtenons les variations de σ_M entre 10^{-2} et 1 eV. Les résultats sont représentés figures [illegible]. Les fréquences de collision électron-neutre calculées à partir de l'expression V.4 et de nos valeurs de σ_M nous donne ν_{eff} à mieux de 5 % sur la plupart de nos points de mesure .

Au minimum , la valeur de σ_M est de $1,7 .10^{-17} cm^2$ pour u = 0,25eV et de $6.10^{-17} cm^2$ pour u = 0,45 eV dans l'argon et le xénon respectivement .



ARGON .

Fig.V.5 : Variation de la section efficace pour le transfert des quantités de mouvement.Comparaison avec les autres résultats éxpérimentaux.

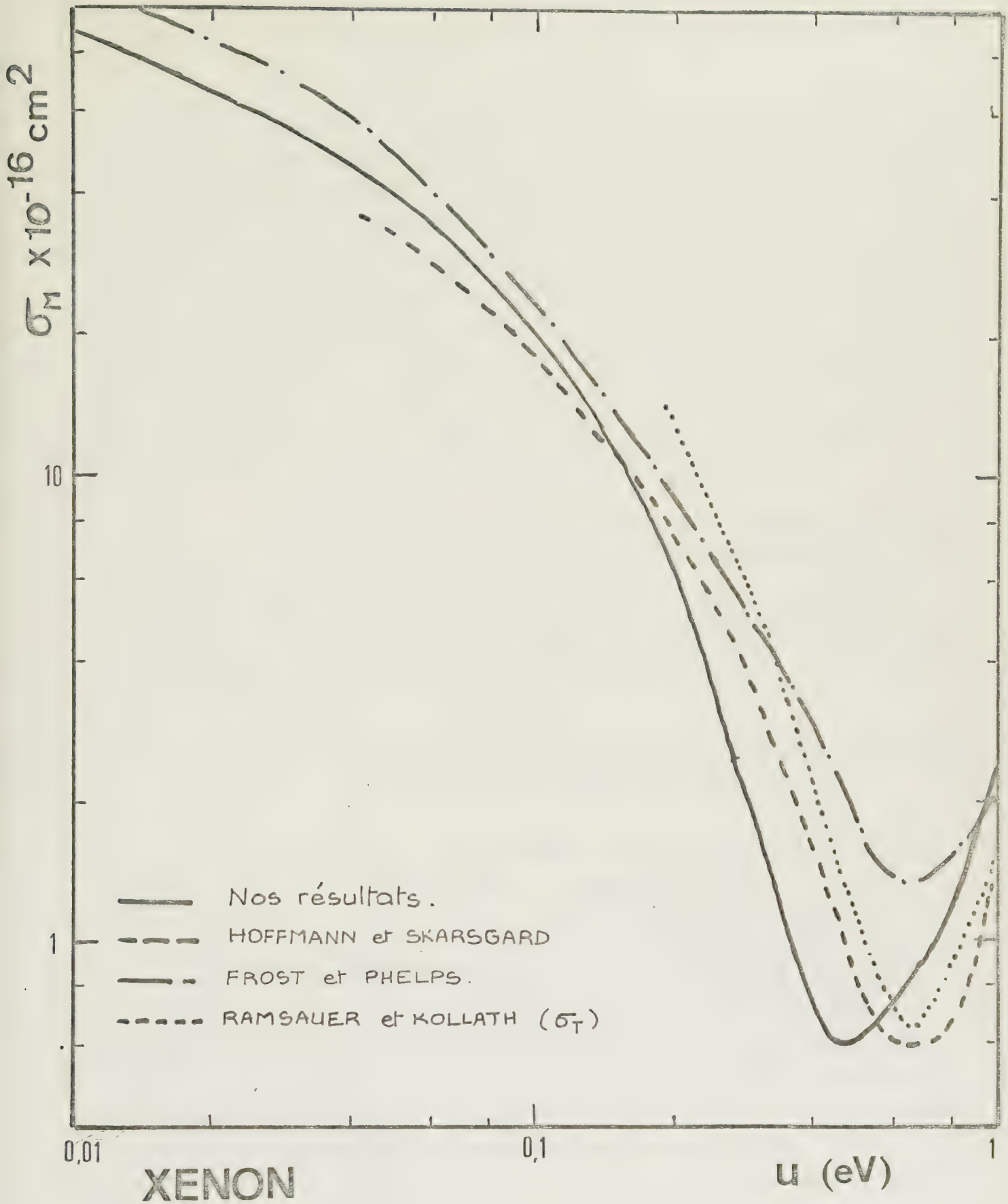


Fig.V.6 : Variation de la section efficace pour le transfert de la quantité de mouvement en fonction de l'énergie électronique. Comparaison avec les autres résultats expérimentaux.

Etant donné la faible valeur de la section efficace au voisinage du minimum , il est important de s'assurer qu'il n'existe pas d'effets parasites susceptibles de modifier σ_M et en particulier d'en augmenter sa valeur : intervention des collisions électron-ion , présence d'impuretés , existence très improbable d'argon et de xénon moléculaires . Sur ce sujet ,nous rappelons que lors de nos mesures de fréquence de collision effective , nous avons fait varier n_e et N dans tout le domaine de température électronique et aucune variation anormale de ν_{eff} n'a été constatée . Nous pensons que nos précautions expérimentales - étuvage , cataphorèse - et les mesures de coefficient de recombinaison et de mobilité ionique - grandeurs très sensibles à la pureté des gaz - sont des garanties suffisantes vis-à-vis des impuretés .

La précision avec laquelle est déterminée l'énergie du minimum est comparable à celle avec laquelle notre échelle de température est connue (5 %) .Par contre la position du minimum suivant la valeur de σ_M est très sensible aux valeurs expérimentales de ν_{eff} .Des variations de 5% sur les valeurs de ν_{eff} peuvent entrainer des écarts de l'ordre de 30% sur la profondeur du minimum .

V.4.2. Comparaison avec les sections efficaces pour le transfert des quantités de mouvement expérimentales.

Dans l'argon ,c'est la première fois qu'un résultat d'ensemble entre 10^{-2} et 1 eV est obtenu à partir de mesures microondes . Les seules mesures complètes , à part les nôtres , de la section efficace σ_M de part et d'autre du minimum de Ramsauer sont dues à Frost et Phelps (1964) à partir de la mesure des coefficients de transport en champ électrique continu. Si nous sommes en très bon accord en ce qui concerne la position en énergie du minimum , les valeurs trouvées présentent par contre des écarts notables de l'ordre de 25 % .Cependant , nous estimons que nos erreurs sont plus faibles avec notre méthode de mesure ; nous pouvons en effet réaliser expérimentalement des conditions de distribution maxwellienne , alors que , comme le note Phelps (1964) la fonction de distribution électronique qu'il considère,a un comportement inhabituel lorsque la section efficace varie rapidement avec l'énergie.

Dans le xénon , nous pouvons comparer nos résultats avec ceux d'Hoffmann et Skarsgard obtenus en utilisant une cavité microonde ; eux aussi

mesurent la température électronique à partir d'un radiomètre. L'accord peut être considéré comme excellent sauf en ce qui concerne la valeur de l'énergie au minimum.La précision avec laquelle nous déterminons l'échelle de température ne peut pas expliquer ce désaccord .

Les résultats de Frost et Phelps (1964) et les nôtres sont toujours en bon accord pour la position du minimum et la forme de la courbe. Les différences sur les valeurs de σ_M nous amènent à une discussion qui a déjà été faite pour l'argon.

V.4.3 -Analyse des sections efficaces à basses énergies .

Les études théoriques sont peu nombreuses . C'est uniquement dans l'argon et sur les mêmes principes que dans le néon qu'ont été calculés les déphasages par Thomson (1971) , Garbaty et LaBahn (1971) et Mc DOWELL (1971). Au-dessous de 1 eV , les déphasages calculés pour les ondes s, p, d présentent une dispersion supérieure à 100 % . Cependant quelle que soit la référence choisie , on aboutit toujours à la conclusion que la diffusion n'est pas isotrope , il n'est donc pas possible de comparer directement section efficace pour le transfert de la quantité de mouvement et section efficace totale.

On sait qu'il existe une autre forme de comparaison possible entre mesures de σ_M et de σ_T , elle consiste à utiliser la MERT . Or, dans le cas de l'argon, cette théorie n'est réellement valable qu'au-dessous de 0,14eV. Nous ne pouvons donc pas comparer simplement nos résultats avec ceux de Ramsauer et Kollath (1929) et de Golden et Bandel (1966) dont les mesures ont été réalisées au-dessus de 0,2 et 0,1 eV respectivement . Malgré tout Golden (1966) a analysé ses résultats de section efficace totale à partir de la MERT . Il en a déduit des expressions des déphasages des ondes s p et d puis σ_M. Ses conclusions ne peuvent pas valablement être retenues car l'incertitude sur la détermination des paramètres est certainement importante .

Bien que dans le xénon l'étude théorique n'ait pas été réalisée, nous pouvons admettre que σ_T et σ_M ne peuvent pas être directement comparées C'est donc à titre d'information que nous présentons sur la figure V. 6 les mesures de section efficace totale effectuées par Ramsauer et Kollath (1929).

V.4.4- Longueur de diffusion .

Bien que les expressions analytiques de la MERT ne soient pas applicables , nous pouvons utiliser l'analyse de la portée effective pour calculer les longueurs de diffusion A . En effet on peut relier A à la valeur en énergie du minimum Ramsauer en negligeant uniquement les termes d'ordre supérieur à k^2 (O'Malley 1963) . En accord avec l'équation I,5 , nous admettons que σ_M est minimum lorsque la différence entre les phases s et p s'annule (module π) . Reprenons les équations I .9 et 10 en négligeant les termes d'ordre supérieur à k^2 :

$$\eta_o - \eta_1 = - Ak - \frac{2\pi}{5a_o} \alpha k^2 \quad .$$

Au minimum on a :

$$A = - (\frac{2\pi}{5a_o}) \alpha k_M \quad .$$

Le tableau ci-dessous donne les valeurs de A dérivées des différentes méthodes énumérées et nos propres déterminations .(Nous avons pris pour polarisabilité atomique $11a_o^3$ pour l'argon et $27a_o^3$ pour le xénon).

	ARGON	XENON
O'Malley (MERT + Ramsauer) et Kollath	1,7	- 6,5
Golden et Bandel	- 1,65	
Thomson	- 1,60	
Mc Dowell	- 1,65	
Notre travail	- 1,88	- 6,2

C O N C L U S I O N

Bederson et Kieffer, dans leur récente revue critique (1971), sur les mesures de section efficace à basse énergie , retenaient les seules mesures de σ_M par "méthode d'essaim " en raison de la précision et du bon accord dans la détermination de plusieurs coefficients de transport , mesures réalisées par les équipes de Phelps et Crompton .

Cependant , la première utilisation de la méthode microonde pour la détermination des sections efficaces pour le transfert des quantités de mouvement date de 1951 et n'a pas été exploitée depuis dans toutes ses possibilités. Pourtant elle présente des avantages certains pour la mesure des sections efficaces :

- température électronique facilement ajustable par chauffage microonde ,
- maintien d'une fonction de distribution maxwellienne grâce au choix des conditions expérimentales.

Notre travail a voulu combler cette lacune en s'appuyant sur les principes de la méthode microonde de Mr le Professeur Goldstein .

Nous avons dû , en premier lieu, réaliser une mesure absolue aussi précise que possible de la fréquence de collision effective .Pour cela, nous avons analysé dans le détail les perturbations introduites par le tube de verre contenant le plasma ,situé dans l'intérieur du guide d'onde - nous avons montré qu'il existe une atténuation résiduelle liée aux modifications des lignes de champ par le verre - nous avons calculé le champ effectif au sein du plasma et nous l'avons trouvé inférieur de 50 % au champ non perturbé habituellement utilisé pour l'élévation de température électronique ; nous avons mesuré simultanément la puissance microonde réfléchie et la puissance transmise par le plasma , qui interviennent dans le calcul de son atténuation. Nous constatons alors que nos résultats sont en excellent accord avec les valeurs expérimentales couramment admises dans leur domaine commun de validité .

Après avoir analysé de façon satisfaisante le mécanisme d'interaction onde-plasma , nous avons pu exploiter les possibilités de la méthode microonde .

La détermination de la section efficace σ_M à partir de la fréquence de collision électron-neutre dans des plasmas cryogéniques et dans des gaz présentant l'effet Ramsauer , nécessitait :

- la connaissance exacte du rôle des interactions coulombiennes : les valeurs de fréquence de collision électron-ion ,obtenues dans des gaz faiblement ionisés sont les mêmes que celles prévues théoriquement pour les gaz complètement ionisés.
- la valeur exacte de la température électronique mesurée à l'aide d'un radiomètre .

Nos mesures radiométriques entrainent quelques remarques intéressantes . Si, en général l'échauffement électronique est proportionnel à la puissance de chauffage microonde , il n'en est plus ainsi dans les gaz où la section efficace est faible pour des pressions de l'ordre du torr. Nous avons expliqué cette anomalie à basse pression par le phénomène de refroidissement par diffusion . Lors de nos expériences à basse température, nous avons aussi constaté la relaxation très lente de la température électronique vers la température du gaz de neutre au cours de la post-décharge . Cette évolution peut s'expliquer par le rôle des collisions métastables-métastables, avec libération d'électrons fortement énergétiques .

A ce point du travail, nous avons déterminé ,dans les quatre gaz la fréquence de collision électron-neutre .Ceci nous permet de calculer la section efficace σ_M : utilisation de la transformation de Laplace suivie de calculs par itération .

Nos résultats dans l'hélium entre 10^{-4} et 10^{-1}eV confirment les calculs théoriques qui prévoient une section efficace sensiblement constante. En utilisant les expressions analytiques de la MERT, nous trouvons une longueur de diffusion égale à 1,20 a_o où a_o est le rayon de l'atome de Bohr (a_o =0,529A). L'extrapolation directe de notre courbe vers l'énergie nulle donne la même valeur .

Les mesures effectuées dans le néon entre 4.10^{-4} et 1 eV nous permettent de conclure qu'il n'y a pas d'effet Ramsauer dans ce gaz . Au-dessous

de 10^{-3}eV , la section efficace reste pratiquement constante . La longueur de diffusion est égale à 0,26 a_o .

Au minimum, la valeur de σ_M est de $1,7.10^{-17}cm^2$ pour u =0,25eV et $6.10^{-17}cm^2$ pour u = 0,45 eV dans l'argon et le xénon respectivement . Dans ce dernier gaz , nos mesures confirment entre 10^{-2} et 1 eV les résultats obtenus par Hoffmann et Skarsgard . Dans l'argon nous sommes les premiers à réaliser une étude microonde de 10^{-2} à 1 eV. Pour ces deux gaz, la comparaison de nos résultats avec ceux de l'équipe dirigée par Phelps donne un très bon accord sauf au voisinage du minimum . Notre méthode présente l'important avantage d'avoir une fonction de distribution électronique toujours définie ; il n'en est pas de même dans la méthode d'essaim lorsque σ_M varie rapidement avec l'énergie.

Nous estimons la précision de nos résultats à $\pm$ 7% en ce qui concerne la fréquence de collision effective électron-neutre et à $\pm$ 5 % pour l'énergie électronique moyenne . Nous n'avons pu atteindre une telle précision que grâce à l'analyse très détaillée que nous avons faite de l'interaction des microondes avec le plasma contenu dans une enveloppe diélectrique.

Dans les cas du néon et de l'hélium , les calculs théoriques montrent que l'inclusion d'un terme non-adiabatique dans l'hamiltonien d'interaction électron-atome peut conduire à des valeurs significativement trop faibles de la section efficace aux énergies ultra-basses .Les conséquences de cette constatation méritent d'être théoriquement explorées . De plus, c'est la première fois que des résultats expérimentaux montrent de façon semble -t'il définitive l'absence de minimum de section efficace électron-néon et la validité de la théorie modifiée de la portée effective dans ce gaz.

Dans les cas de l'argon et du xénon, nos mesures confirment la position en énergie couramment admise pour le minimum Ramsauer sur la section efficace pour le transfert de la quantité de mouvement ainsi qee la validité de la théorie modifiée de la portée effective.

Au cours de nos travaux nous avons volontairement laissé de côté l'étude de nombreux phénomènes rencontrés qui n'intéressaient pas directement notre sujet .Entre autres,des collisions multiples aux températures cryogéniques ;effets coulombiens au voisinage du minimum Ramsauer... Nous pensons disposer d'un ensemble expérimental et d'une technique de mesure qui nous permettent d'en mener l'étude à bien .

B I B L I O G R A P H I E

Ouvrages généraux

Chapitre I.J.L.DELCROIX

"Physique des plasmas" Dunod (1963)

J.F.DELPECH

"Cours d'électronique dans les gaz" DEA 3ème Cycle.Orsay (1972)

H.S.W.MASSEY et E.H.S.BURHOP

"Electronic and ionic impact phenomena" Oxford Univ. Press (1969)

I.P.SHKAROFSKY , T.W.JOHNSTON et M.P.BACHYNSKI

"The particle kinetics of plasmas" Addison-Wesley P.C. (1966)

Chapitre II, III, IV et V.

G.BEKEFI

"Radiation processes in plasmas" John Wiley (1966)

L.B.LOEB

"Kinetic theory of gases" Dover (1961)

M.A.HEALD et C.B.WHARTON

"Plasma diagnostics with microwaves" John Wiley (1965)

W.P.ALLIS (1956). Handbuch der Physik 21 p.383

J.M.ANDERSON et L.GOLDSTEIN (1955) Phys. Rev. 100 p.1037

(1956) Phys. Rev. 102 p.933

B.BEDERSON et L.J.KIEFFER (1971) Rev. of Modern Phys. 13 p.601

A.K.BHATTACHARYA et J.H.INGOLD (1971) J. Appl. Phys. 43 p.1535

M.A. BIONDI (1954) . Phys.Rev. 93 p.1136

D.BLOYET (1971) Rapport interne ,n° 71 /EG/2

J.BOULMER (1969) Thèse 3ème cycle ORSAY

J.BOULMER et C.SOL (1971) Rapport interne 71/EG/1

J.BOULMER,C.SOL et J.C. GAUTHIER (1972) Phys.Letters .41A p.83

J.C. BOWE (1960) .Phys.Rev. 117 ,p.1416

J.CALLAWAY, R.W.LABAHN,T.T. PU et W.M. DUXLER(1968). Phys Rev. 168 p.12

C.L.CHEN (1963) Phys. Rev. 131 p.2550

R.W.CROMPTON,M.T.ELFORD et R.L. JORY (1967) Aust. J.Phys. 20 p.369

R.W.CROMPTON ,M.T. ELFORD et A.G. ROBERTSON (1970) Aust.J.of.Phys. 23 p.667

J.F. DELPECH et J.C. GAUTHIER (1971) Rev.sci.Inst. 42 p.958

E.DURAND (1953)"Electrostatique et Magnétostatique" ,MASSON

A.G. ENGEL-HARDT et A.V.PHELPS (1963) Phys.Rev. 131 p.2115

H. FAXEN et J. HOLTSMARK (1927) Zeits für Phys. 45 p.307

J. FREUDENTHAL (1967) Physica 36 p.354

L.S. FROST et A.V. PHELPS (1962) Phys Rev. 127 , p. 1621

L. FROMMHOLD et M. BIONDI (1968) Ann.Phys. 48 p.407

L.S. FROST et A.V. PHELPS (1964) Phys. Rev. 136 p. A 1538

E.A.GARBATY et R.W.LABAHN (1971) Phys.Rev. A 4 p.1425

J.C. GAUTHIER (1969) Thèse 3ème Cycle ORSAY

J.C. GAUTHIER et C.SOL (1972) Phys.Letters 38A , 125

J.C. GAUTHIER et J.F. DELPECH (1972) Phys. Rev. (parution en décembre 1972).

J.P. GAUR et L.M. CHANIN (1969) J.Appl. Phys. 40 p.1712

J.B.GERARDO et M.A. GUSINOW (1971) Phys.Rev. A 3 p.255

P.D. GOLDAN et L.GOLDSTEIN (1965) Phys.Rev. 138 p.A 39

D.E. GOLDEN et H.W. BANDEL (1965) Phys.Rev. 138 p. 14

D.E. GOLDEN et H.W. BANDEL (1966) Phys. Rev. 149 p.58

D.E. GOLDEN (1966) Phys.Rev. 151 p.48

L. GOLDSTEIN (1955) "Advances in electronics and electron physics
Vol.VII , édité par L.Marton (Academie Press N.Y.)

B.F. GORDIETS , L.I.GUDZENKO et L.A. SHELEPIN (1967) Sov. Phys. T. P. 11 p.1208

L. GOULD et S.C. BROWN (1954) Phys.Rev. 95 p.897

E.P. GRAY et D.E. KERR (1959) Ann. Phys. 17 p.276

D. ter HAAR , W M.NICOL et M.P. BARNETT (1956) Physica 22 p.911

W. HESS (1955) Z. Naturforsch 20a p.451

J.L. HIRSHFIELD et S.C. BROWN (1958) J. Appl. Phys. 29 p.1749

C.R. HOFFMANN (1968) Thèse Univ. Saskatchewan

C.R. HOFFMANN et H.M. SKARSGARD (1969) Phys.Rev. 178 p.168

J.HOLTSMARK (1929) Z. Phys. 55 p.437

L.G.H. HUXLEY (1960) Austr.J.of Phys. 13 p.718

J.C. INGRAHAM et J.C. BROWN (1965) Phys.Rev. 138 A1015

N.R. KESTNER ,J.JORTNER ,M.H. COHEN et S.A. RICE (1965) Phys.Rev. 140 p.A56

R.W. LABAHN et J. CALLAWAY (1964) Phys.Rev. 135 p. A 1539

R.W. LABAHN et J. CALLAWAY (1966) Phys. Rev. 147 p.28

M.R.C. Mc DOWELL (1971) J.Phys.B. Atom.Mole-Phys. 4 p.1648

T.F. O'MALLEY ,L.SPRUCH,L.ROSENBERG (1961) J.Math.Phys. 2 p. 491

H.MARGENAU (1946) Phys.Rev. 69 p. 508

T.F. O'MALLEY, L. SPRUCH et L. ROSENBERG (1962) Phys.Rev. 125 p. 1300

T.F. O'MALLEY ,(1963) Phys.Rev. 130 p. 1020

H.P. OSKAM (1969) J. Appl.Phys. 39 p.256

J.L. PACK et A.V. PHELPS (1961) Phys.Rev. 121 ,p.798

A.V.PHELPS , O.P.FUNDINGSLAND et S.C. BROWN (1951) Phys.Rev. 84 p.559

C.RAMSAUER et R.KOLLATH (1929) Ann.Phys. 3 p.536

R.RIESZ et G.H. DIEKE (1954) J.Appl.Phys. 25 p.196

A.G. ROBERTSON (1971) J. Phys.B Atom-Molec.Phys. 5 p.648

A.SALOP et H.H. NAKANO (1970) Phys.Rev. 2 p.127

A.L. SCHMELTEKOPF (1964) J. Appl.Phys. 35 p.1712

F.H.SHAIR et D.S. REMER (1968) J.Appl.Phys. 39p.5762

I.P. SHKAROFSKY (1953) Can. J.of.Phys.39 p.1619

C.SOL et J. BOULMER (1971) C.R. Acad. Sci. 272 p.727

L. SPITZER et R. HARM (1953) Phys Rev. 89 p.977

D.G. THOMPSON (1966) Proc.Roy.Soc. 294 A p.160

D.G. THOMPSON (1970) J.Phys.B. Atom-Molec-Phys. 4 p.468

C.VAUGE (1971) Rapport interne n° 71 / 55 / EG / 2

C.VAUGE (1972) Thèse de doctorat d'état ORSAY

R.W. WARREN et J.H. PARKER (1962) Phys Rev. 128 p.2661

ANNEXE I-RAPPELS SUR LA THEORIE QUANTIQUE DE LA DIFFUSION PAR UN CHAMP DE FORCE CENTRAL.

Soit $U(r) = 2m\ V(r)\ /\hbar^2$ le potentiel réduit associé au champ de force central, et soit $k = (2mu/\hbar^2)^{0,5}$ le nombre d'onde associé à l'électron incident d'énergie u . Le mouvement de l'électron est alors décrit par la solution de léquation de Schrödinger :

$$\nabla^2\psi + \left[k^2 - U(r)\right]\psi = 0 \qquad (1)$$

L'électron incident est décrit par l'onde plane $\psi_{inc} = e^{jkz}$; l'électron diffusé est décrit, à grande distance, par l'onde sphérique

$$\psi_{dif} = f(\theta).\ \frac{e^{jkr}}{r}$$

où θ représente l'angle de diffusion.

Il faut donc chercher une solution de l'équation de Schrödinger telle que :

$$\psi_{tot} = \psi_{inc} + \psi_{dif} = e^{jkr\cos\theta} + f(\theta)\frac{e^{jkr}}{r} \qquad (2)$$

et la section efficace différentielle est donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \qquad (3)$$

Le problème se ramène donc à déterminer $|f(\theta)|^2$.Etant donné la symétrie du problème, on peut développer ψ en harmoniques sphériques. Il vient :

$$e^{jkr\cos\theta} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)\ j^l\ P_l(\cos\theta)\ f_l(kr) \qquad (4)$$

où $$f_l(kr) = \left(\frac{\pi}{2kr}\right)^{0,5} J_{l+0,5}(kr)$$

sont les fonctions de Bessel d'ordre demi-entier définies par

$$f_l(kr) = \frac{1}{2j^l}\int_{-1}^{+1} e^{jkrx}\ P_l(x)\ dx$$

et où les P_l sont les polynômes de Legendre, le problème étant à symétrie axiale.

Nous utilisons les propriétés suivantes des fonctions de Bessel :

a)Leurs premiers maximums sont atteints pour $kr \sim [l(l+1)]^{0,5}$

b)Elles sont nulles à l'origine, sauf pour l=0 ($J_{0,5}(0) = 1$)

c)Quand $r \to \infty$

$$f_l(kr) \longrightarrow \frac{\sin(kr - \frac{l\pi}{2})}{kr}$$

D'autre part, on sait que la solution générale à symétrie cylindrique de l'équation (1) s'écrit :

$$\psi(kr) = \sum_l A_l \, P_l(\cos\theta) \, F_l(kr) \qquad (5)$$

où les A_l sont des constantes, et où F_l est la solution convergente pour $kr \to \infty$ de la partie radiale de l'équation (1), soit

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dF}{dr}\right) + \left[k_o^2 - U(r) - \frac{l(l+1)}{r^2}\right] F = 0$$

Si U(r) tend vers zéro suffisamment rapidement pour $r \to \infty$ on voit que :

$$F_l(r) \xrightarrow[r \to \infty]{} \frac{\sin(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_l)}{kr} \qquad (6)$$

D'autre part, les constantes A_l doivent être telles que la solution ψ_{tot} représente une onde sortante, c'est à dire:

$$\sum_l A_l \, P_l(\cos\theta) \, F_l(r) - e^{jkz} = \frac{e^{jkr}}{kr} \qquad (7)$$

En utilisant (4) et (6), la forme asymptotique de (7) devient:

$$\frac{1}{kr}\sum_l P_l(\cos\theta)\left[A_l \sin(kr - \frac{l\pi}{2} + \eta_l) - (2l+1)\, j^l \sin(kr - \frac{l\pi}{2})\right]$$

(7) ne peut donc représenter une onde émergente que si

$$A_l = (2l+1)\, j^l \, e^{j\eta_l}$$

En substituant, il vient finalement :

$$f(\theta) = \frac{1}{2jk}\sum_l (2l+1)\, P_l(\cos\theta)\,(e^{2j\eta_l} - 1) \qquad (8)$$

Cette formule a été démontrée pour la première fois par H. Faxen et J. Holtsmark (1927). En reportant dans l'expression (3), on trouve:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4k^2} \left| \sum_{l} (2l+1)\, P_l(\cos\theta)\, (e^{2j\eta_l} - 1) \right|^2 \quad (9)$$

En intégrant sur tous les angles solides, et en utilisant les relations d'orthogonalité des harmoniques sphériques, on en déduit :

—la section totale de diffusion σ_T :

$$\sigma_T = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \sin^2 \eta_l \quad (10)$$

—la section de diffusion pour le transfert des quantités de mouvement, σ_M:

$$\sigma_M = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (l+1) \sin^2(\eta_l - \eta_{l+1}) \quad (11)$$

Le problème se ramène donc finalement à la détermination des déphasages η_l .

ANNEXE II

Volume 38A, number 2 PHYSICS LETTERS 17 January 1972

ELECTRON-ION INTERACTION IN A WEAKLY IONIZED GAS *

J.-C. GAUTHIER and C. SOL
Institut d'Electronique Fondamentale, Laboratoire associé au C.N.R.S., Université Paris-XI, 91-Orsay, France

Received 22 November 1971

The effective electron-ion collision frequency has been measured in a weakly ionized gas. Results are in good agreement with classical theories for the electron-ion interaction in plasmas.

Recent computations [1,2] show that the high frequency conductivity ratio including electron-electron interactions can be directly used to determine the electron ion collision frequency if the ratio of the electron neutral to electron ion collision frequency is greater than 10^{-1}. Our theory and Spitzer's classical theory [3] are in good agreement, in their common range of validity (weakly interacting plasmas), although they show a fairly large discrepancy with older experimental results [4,5]. Hoffmann and Skarsgard have published results [6], using cavity techniques, which seem to indicate good agreement with Spitzer's theory over a limited range of electron densities ($(1-5)\times 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$). We report here microwave measurements of the electron-ion collision frequency for momentum transfer in a room temperature argon afterglow at a pressure of 5 torr which are in good agreement with our theory in the range 4×10^{9} - $8\times 10^{10}\,\mathrm{cm}^{-3}$. Measurements were made 800 to 1200 μ s after the end of the active discharge. The plasma is contained inside a cylindrical glass bottle of 40 cm length and 9 mm inside diameter. It is inserted along the axis of a standard X-band waveguide; our microwave diagnostic system has been described elsewhere [7-9]. We take into account the residual microwave reflections and losses of the gas bottle. The electron gas is in equilibrium with the neutrals at room temperature (295°K) within 10°K, and the high electron thermal conductivity insures a spatially uniform electron temperature [1]. It is well known that, in the high frequency limit $\nu^2/\omega^2 \ll 1$, the conductivity ratio between the real part σ_r and the imaginary part

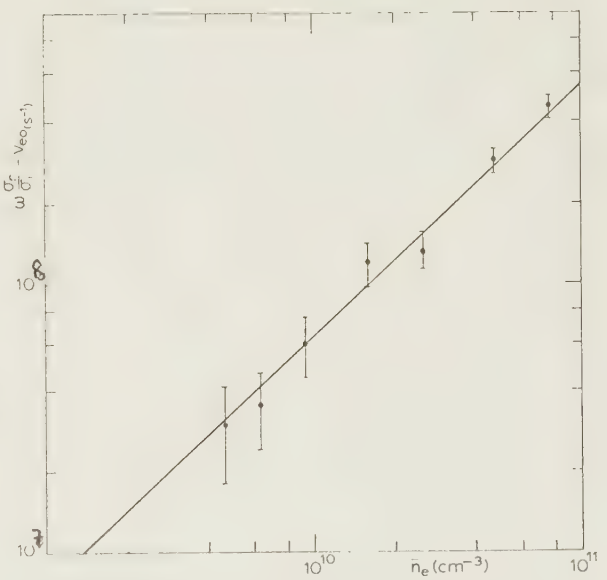


Fig. 1. Plot of experimental and theoretical electron ion collision frequency at room temperature, versus average density.

σ_i of the high frequency complex conductivity [10] becomes $\sigma_r/\sigma_i = \bar{\nu}_{\mathrm{eff}}\, n_e/\omega \bar{n}_e$, where the bar denotes spatial averaging. In a weakly ionized gas, it has been shown [2] that the total collision frequency ν_{eff} can be written $\nu_{\mathrm{eff}} = \nu_{ei} + \nu_{eo}$ where ν_{eo} and ν_{ei} are respectively the electron-neutral and electron ion collision frequencies. Neglecting spatial variations of the Coulomb logarithm, ν_{ei} is proportional to the local electron density [3] whereas ν_{eo} is space independent.

The conductivity ratio thus becomes

$$\sigma_r/\sigma_i = \nu_{eo}/\omega + (n_e^2/(n_e)^2)\nu_{ei}/\omega \qquad (1)$$

* This work was supported by D.R.M.E. under contract no. 70/670.

where $\overline{\nu_{ei}}$ is given by Spitzer's formula using the average electron density. In our present experimental conditions charge losses are mainly due to recombination, nevertheless diffusion losses are not completely negligible, the time constant is of the order of one millisecond. This insures that the radial distribution function is very close to a zero-order Bessel function, wherever the initial distribution may be [11, 12]. This yields 1.43 for the ratio $\overline{n_e^2}/(\overline{n}_e)^2$, and eq. (1) can be written

$$\omega\sigma_r/\sigma_i - \nu_{eo} = 1.43\,\overline{\nu_{ei}}. \qquad (2)$$

In fig. 1, the points are measured values of $\omega\sigma_r/\sigma_i - \nu_{eo}$ versus electron density and the solid line is the theoretical value of $\overline{\nu_{ei}}$ [2] corrected by the factor 1.43. The value of ν_{eo} has been measured [13] under the same experimental conditions but later in the afterglow to ensure low enough electron densities and $\nu_{ei} \ll \nu_{eo}$. At room temperature it is in good agreement with published results [14]. The results of this work are in good agreement with classical theories of the electron ion interaction in plasmas.

References

[1] S. J. Taub, J.-C. Gauthier and J.-F. Delpech, Proc. Tenth Intern. Conf. on Phenomena in ionized gases (Oxford, 1971) p. 259.
[2] S. J. Taub and J.-C. Gauthier, Internal Report no. 71/EG/7.
[3] L. Spitzer, Physics of fully ionized gases (Interscience Publishers, New York, 1956).
[4] A. A. Dougal and L. Goldstein, Phys. Rev. 109 (1958) 615.
[5] C. L. Chen, Phys. Rev. 135 (1964) A627.
[6] C. R. Hoffmann and H. M. Skarsgard, Phys. Rev. 178 (1969) 168.
[7] J. Boulmer and C. Vauge, C. R. Acad. Sci. 270 (1970) 573.
[8] J.-C. Gauthier and J.-F. Delpech, Rev. Sci. Inst. 42 (1971) 958.
[9] C. Sol and J. Boulmer, C. R. Acad. Sci. 272 (1971) 727.
[10] L. Goldstein, Advances in electronics and electron physics, Vol. VII (Academic Press, New York, 1955) p. 399.
[11] E. P. Gray and D. E. Kerr, Ann. Phys. 17 (1959) 276.
[12] L. Frommhold and M. Biondi, Ann. Phys. 48 (1968) 407.
[13] C. Sol, Internal Report no. 72/EG/1.
[14] L. S. Frost and A. V. Phelps, Phys. Rev. 136 (1964) 1538.

* * * * *

ANNEXE III

Volume 41A, number 1 PHYSICS LETTERS 28 August 1972

DIRECT MEASUREMENT OF DIFFUSION COOLING IN AN AFTERGLOW PLASMA*

J. BOULMER, C. SOL and J.C. GAUTHIER

Groupe d'Electronique dans les Gaz, Institut d'Electronique Fondamentale, Laboratoire associé au CNRS, Bâtiment 220, Université Paris-XI 91 - Orsay, France

Received 20 June 1972

Measurements of the electron temperature lowering by diffusion cooling in xenon afterglow plasmas are reported. They are in good agreement with available semiquantitative theories.

Measurements of the electron [1, 2] or atomic ion [3] density decay rate in low pressure afterglow plasmas show consistently that the charged particles loss by diffusion to the walls is slower than would be predicted by the ambipolar diffusion theory, assuming thermal equilibrium between electrons and neutrals, when the electron diffusion time τ_d is short compared to the electron-neutral energy relaxation time τ_{en}. Biondi [1] coined the name "diffusion cooling" for this phenomenon which he attributed to a lowering of the electron temperature below neutral temperature when the diffusion of the most energetic electrons to the walls is not totally compensated by elastic collisions with gas atoms. To our knowledge, there had been, up to now, no direct experimental evidence to support this interpretation. This letter reports measurements of the electron temperature lowering due to diffusion cooling; they are in good agreement with available theories.

When the electron distribution function is Maxwellian, the ratio τ_{en}/τ_d becomes:

$$\frac{\tau_{en}}{\tau_d} = \left(\frac{M}{2m}\right) \frac{D_i(T_e + T_i)}{\Lambda^2 \nu_{en}(T_e) T_i} \cdot \frac{1}{p^2} \qquad (1)$$

where M and m are the neutral and electron mass, $\nu_{en}(T_e)$ the effective electron-neutral collision frequency reduced to unit pressure, D_i the reduced ion diffusion coefficient in this parent gas, Λ the diffusion length of the plasma container, p the gas pressure and T_e and T_i, respectively the electron and ion temperatures. In xenon at pressures greater than 1 torr and at room temperature ($T_e = T_i = 300°K$), the ratio τ_{en}/τ_d is much smaller than unity and diffusion cooling is negligible as confirmed by ion decay measurements [3]. However, at higher electron temperatures, there is a range where the ratio τ_{en}/τ_d may become greater than unity, even at pressures higher than 1 torr in

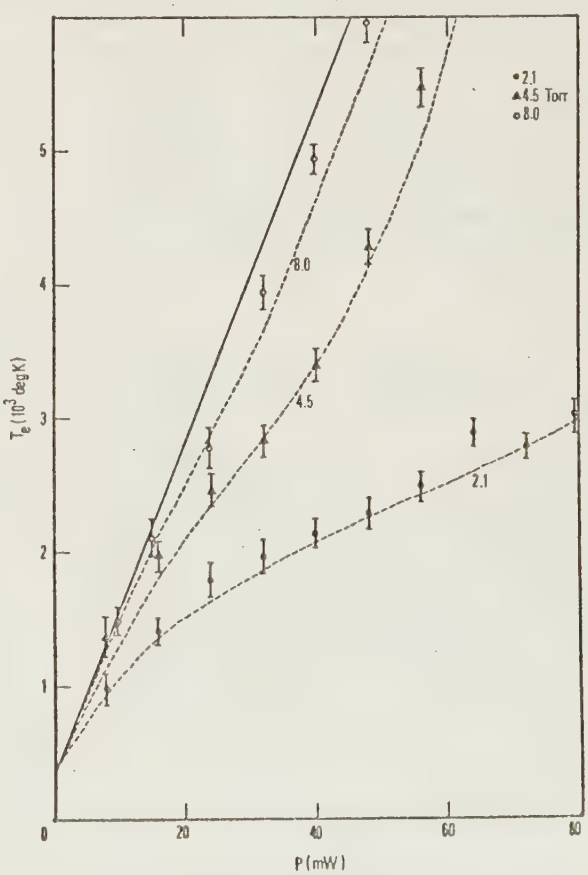


Fig. 1. Electron temperature variation with microwave power for three characteristic pressures.

* This work was partially supported by D.R.M.E. under contract 70/670.

xenon; this is due to the rapid variation with energy of the electron-neutral collision frequency (Ramsauer minimum). We have evaluated the electron temperature in presence of a microwave heating field [4] by solving the electron energy conservation equation [3].

$$\frac{1}{\tau_d}(E_{dif} - \tfrac{3}{2}kT_e) = \tfrac{3}{2}k\frac{(KP)}{\tau_{en}} - \tfrac{3}{2}\frac{k(T_e - T_o)}{\tau_{en}} \qquad (2)$$

where E_{dif} is the mean electron energy lost to the walls, P the applied microwave power and K a constant depending on the gas, geometrical dimensions and field frequency [5]. At high enough pressure when diffusion cooling becomes negligible, eq. (2) reduces to the usual, linear relationship between the electron temperature and the applied power

$$T_e = T_o + KP \qquad (3)$$

which is well documented experimentally [5].

The full form of eq. (2) was solved numerically using an approximate value of the energy loss to the walls deduced from an estimate of the electron heat current at the boundary of the sheath [3, 6] retaining only electrons with energies greater than the sheath potential. Fig. 1 is a plot of the electron temperature T_e versus microwave power P. Dotted lines represents the solution of eq. (2) for three characteristic pressures while the straight full line is a plot of eq. (3), valid only at high pressures.

These results have been experimentally verified in a xenon afterglow through measurements of the electron temperature during the application of a low level pulsed microwave field. The plasma was formed in a cylindrical pyrex tube of 40 cm length and 9 mm inside diameter evacuated by conventional ultra-high vacuum techniques. It was inserted along the axis of a standard X-band waveguide where a low level pulsed microwave field was propagated to heat selectively the electron gas, at a given time in the afterglow. The microwave power was low enough (less than 80 mW) for inelastic collisions to remain negligible. The electron temperature was measured during the heating pulse with a time gated radiometer [7]. Over our whole pressure and electron density range, the electron-electron equipartition time was always much shorter than τ_{en} defined above; this insures a Maxwellian electron distribution function [3]. This is experimentally confirmed by the good agreement between temperatures deduced from radiometry and from collision frequency measurements [8]. Experimental results are plotted in fig. 1 for three pressures; they are in satisfactory agreement with the theoretical results. Similar experiments on afterglow plasmas created in neon and krypton are planned.

References

[1] M.A. Biondi, Phys. Rev. 93 (1954) 1136.
[2] H.J. Oskam and V.R. Mittelstadt, Phys. Rev. 132 (1963) 1435.
[3] A.K. Battacharya and J.H. Ingold, J. Appl. Phys. 43 (1972) 1535.
[4] L. Goldstein, in Advances in electronics and electron physics, (Academic Press, New York, 1955).
[5] C. Sol and J. Boulmer, C.R.Acad. Sc. 272 (1971) 727.
[6] B.F. Gordiets, L.I. Gudzenko and L.A. Shelepin, Sov. Phys., Techn. Phys. 11 (1967) 1208.
[7] J.F. Delpech and J-C.Gauthier, Rev. Sci. Inst. 42 (1971) 958.
[8] C. Sol, to be published.

ANNEXE IV . Programme d'approximation polynomiale en Fortran IV.

```
      DIMENSION U(100),NU(100),A(300),B(300),IPIV(300),AUX(300),X(100)
      DIMENSION ECAR(100)
      DIMENSION DELNU(100),EXPO(10)
      DOUBLE PRECISION U,NU,A,B,AUX,X,DELNU,POL,H
      DOUBLE PRECISION Y,S,SS,ECAR,CORR
      N=1
30    READ(5,10)U(N),NU(N),DELNU(N)
      IF(U(N).EQ.0.D0)GO TO 20
10    FORMAT(3F6.3)
      N=N+1
      GO TO 30
20    M=N-1
210   CONTINUE
      READ(5,40)(EXPO(I),I=1,10)
40    FORMAT(10F4.1)
      N=1
      IF(EXPO(N).EQ.0.2)GOTO1000
60    IF(EXPO(N).EQ.9.9   ) GO TO 50
      N=N+1
      GO TO 60
50     N=N-1
500   WRITE(6,70)(EXPO(I),I=1,N)
70    FORMAT(1H1,1X,'EXPOSANTS CHOISIS',/,10(2X,F4.1))
      IF(M.GT.N) GO TO 80
      WRITE(6,90)
90    FORMAT(1H0,3X,'NOMBRE DE PARAMETRES SUPERIEUR AU NOMBRE DE POINTS'
     1)
      GO TO 1000
80    CONTINUE
      WRITE(6,100)M,N
100   FORMAT(1H0,2X,'NB. DE MESURES',I3,
     1/,3X,'NOMBRE D''EXPOSANTS',I3)
      DO110K=1,N
      DO120I=1,M
      Y=U(I)
      II=I+(K-1)*M
      E=EXPO(K)
      A(II)=Y**E
120   CONTINUE
110   CONTINUE
      DO140K=1,M
      B(K)=NU(K)-DELNU(K)
      K1=K+M
      B(K1)=NU(K)
      K2=K1+M
      B(K2)=NU(K)+DELNU(K)
140   CONTINUE
      EPS=0.10E-13
      CALL DLLSQ(A,E,M,N,3,X,IPIV,EPS,IER,AUX)
      WRITE(6,150)(X(I),I=1,N)
150   FORMAT(1H0,10(1X,1PD12.5))
      J=N+1
      JJ=N+N
      WRITE(6,150)(X(I),I=J,JJ)
      J=JJ+1
      JJ=JJ+N
      WRITE(6,150)(X(I),I=J,JJ)
      WRITE(6,160)
```

```
160   FORMAT(1HO,2X,'ECARTS TYPE')
      WRITE(6,170)(AUX(I),I=1,3),IER
170   FORMAT(1HO,3(2X,1PD18.11),3X,'IER=',I3)
      WRITE(6,180)
180   FORMAT(1HO,2X,'ENERGIE',5X,'FREQUENCE COLIS',5X,'APPROX. POLYNOMIA
     1LE')
      J=N+1
      JJ=N+N
      DO200L=1,M
      POL=0.DO
      DO190I=J,JJ
      K=I-N
      E=EXPO(K)
      POL=POL+X(I)*U(L)**E
190   CONTINUE
      ECAR(L)=NU(L)-POL
      WRITE(6,300)U(L),NU(L),DELNU(L),POL
300   FORMAT(1H ,3X,F6.3,6X,F6.3,'+ - ',F6.3,6X,F6.3)
200   CONTINUE
      IFL=M-1
      SS=0.DO
      S=0.DO
      DO700I=1,IFL
      K=I+1
      S=S+ECAR(I)*ECAR(K)
      IF(I.EQ.1)GO TO 700
      SS=SS+ECAR(I)**2
700   CONTINUE
      SS=SS+(ECAR(1)**2+ECAR(M)**2)/2.
      CORR=S/SS
      WRITE(6,800)CORR
800   FORMAT(1HO,2X,5HCORR=,2X,1PD18.11)
      GOTO210
1000  STOP
      END
```